IU. V. NOVOJILOV

Particule elementare

EDITURA TEHNICĂ

Scanned with OKEN Scanner

I.U. V. NOVOJILOV

Glück Petro
1960

Particule elementare

TRADUCERE DIN LIMBA RUSĂ

EDITURA TEHNICĂ
BUCUREȘTI - 1960

Scanned with OKEN Scanner

În lucrare sînt expuse la nivel mediu principalele probleme referitoare la particulele elementare. Astfel sînt prezentate, urmărind istoricul descoperirii lor, toate particulele elementare cunoscute astăzi, precum şi proprietăţile lor: masa, spinul, sarcina, spinul izobaric, stranietatea. Sînt dezbătute de asemenea probleme referitoare la legile care guvernează lumea particulelor elementare, la forţele care acţionează între aceste particule, precum şi lupta pentru obţinerea particulelor de energii mari.

În ultimul capitol şi în încheiere sînt abordate cele mai recente descoperiri din fizica particulelor elementare şi perspectivele dezvoltării în viitor a acestui domeniu.

Stilul lucrării este clar, în ciuda faptului că problemele conţinute sînt deosebit de grele şi uneori abstracte. Autorul a căutat să elimine aparatul matematic şi să explice totuşi fenomenele în mod corect şi logic.

Cartea se adresează elevilor din şcolile medii tehnice şi de cultură generală, cadrelor didactice din aceste şcoli şi studenţilor anului I din institutele de învăţămînt superior.

Ю. В. НОВОЖИЛОВ

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Государственное издательство
физико-математической литературы
Москва 1959

Scanned with OKEN Scanner

PREFAȚĂ LA EDIȚIA ÎN LIMBA RUSĂ

Fizica particulelor elementare ocupă un loc însemnat în cadrul științelor fizice. Aici se fac descoperiri esențiale nu numai pentru înțelegerea lumii particulelor elementare, ci și pentru cunoașterea legilor generale ale naturii. În fizica particulelor elementare găsim o confirmare a justeței principiilor fundamentale ale naturii, ca legea conservării energiei, impulsului, sarcinii și altele. Tot aici se infirmă principii care păreau imuabile, cum s-a întîmplat nu demult cu legea conservării parității. Studiind particulele elementare întîlnim legi noi de conservare, cum este de exemplu legea conservării barionilor. Printre proprietățile neobișnuite ale particulelor elementare descoperite nu demult — hiperonii și mezonii K — proprietăți pe care le descriem cu ajutorul noțiunii de „stranietate", se manifestă fără îndoială legi necunoscute nouă. Este de așteptat de asemenea ca dezvoltarea fizicii particulelor elementare să schimbe reprezentările noastre asupra spațiului și timpului în regiuni mici. Toate aceste circumstanțe stîrnesc un interes deosebit față de fizica particulelor elementare.

În cartea de față se vorbește despre dezvoltarea fizicii contemporane a particulelor elementare. Se presupun cunoscute noțiunile de fizică ce se predau în școlile medii. Autorul nu a folosit aparatul matematic, nu pentru că ar socoti că absența matematicii ar ușura citirea. Principala dificultate constă în faptul că multe proprietăți ale lumii particulelor elementare nu pot fi exprimate cu ajutorul noțiunilor din viața de toate zilele, astfel că cititorul trebuie să apeleze la imaginație și răbdare pentru a înțelege proprietățile neobișnuite ale particulelor elementare și a se obișnui cu ele.

Scanned with OKEN Scanner

INTRODUCERE

Ce este o particulă elementară ?

Ce va fi dacă, spre exemplu, luăm o piatră şi începem să o sfărîmăm în bucăţi din ce în ce mai mărunte ? Am putea oare să o împărţim nelimitat sau există anumite elemente, cele mai simple, „cărămizile universului", care sînt indivizibile ? Ce reprezintă ele ? Şi, în general, ar fi posibil ca toate lucrurile din natură să se compună dintr-un număr nu prea mare de asemenea „cărămizi ale universului" ? Întrebări de acest gen au apărut încă la oamenii din antichitate ; într-o formă oarecum deosebită, ele interesează pe savanţi şi în prezent. În cugetările asupra structurii materiei a apărut noţiunea de particulă elementară.

Cînd vorbesc de „particulă elementară", multora le apare imaginea celui mai simplu element, fără structură, care se comportă ca un tot unitar pretutindeni şi întotdeauna. „Pretutindeni şi întotdeauna ca un tot unitar" — aceasta pare la prima vedere drept o condiţie indispensabilă pentru particula elementară. În realitate o asemenea condiţie nu este îndeplinită, întrucît nu ştim deocamdată *totul* despre particula elementară.

Să ne închipuim un băieţaş care se străduieşte să înţeleagă din ce se compun pietrele. El le sfărîmă şi obţine grăunţe de nisip. „Iată — zice el — cele mai simple particule din care se compun pietrele". Băieţaşul pisează apoi nisipul, transformîndu-l în fire de praf. „Nu am avut dreptate ! — exclamă el. De fapt particulele elementare sînt firele de praf". Băieţaşul creşte şi devine savant. El studiază acum firele de praf la microscop şi descoperă că se compun din particule şi mai mărunte. „Iată cum — se minunează el — dacă nici firele de praf nu sînt elementare, atunci desigur vor fi elementare alte particule". Apoi adaugă : „De altfel dacă aş fi avut un microscop mai puternic, atunci poate aş fi găsit că şi aceste particule sînt compuse". Dar

Scanned with OKEN Scanner

el nu are un microscop mai puternic şi spune: „Nu ştiu care este structura acestor particule şi de aceea le voi numi deocamdată elementare".

În drumul nostru spre cunoaşterea tainelor structurii materiei ne asemănăm cu acest băieţaş. Pentru noi de asemenea noţiunea de „particulă elementară" separă ceea ce ne este cunoscut de ceea ce nu ne este cunoscut. În loc de cuvintele „pretutindeni şi întotdeauna ca un tot unitar" vorbim despre particula elementară ca despre ceea ce *astăzi,* în fenomenele care ne sînt cunoscute, se comportă ca un tot unitar. Prin particulă elementară înţelegem acea particulă a cărei structură nu o cunoaştem încă.

Aproximativ un astfel de drum a parcurs studiul structurii materiei: la început se socoteau „elementare" particule relativ mari de materie; apoi, pe măsura acumulării cunoştinţelor, a devenit clară complexitatea acestor particule şi atunci noţiunea de elementaritate s-a transplantat asupra părţilor care le compuneau. Totuşi această cale de cunoaştere a structurii materiei nu se poate imagina în nici un caz numai ca o trecere de la particule elementare mai mari la altele mai mici. Mai degrabă am putea să ne-o reprezentăm ca o cale ce trece prin trepte succesive ale elementarităţii. Pe de o parte, pe fiecare treaptă a elementarităţii, particulele elementare sînt părţi componente ale acelor particule care fuseseră presupuse mai înainte elementare. Pe de altă parte (şi aceasta este principalul), pe fiecare treaptă a elementarităţii, toate particulele elementare sînt, în realitate, elementare într-un anumit sens: lor le este proprie o anumită proprietate comună indivizibilă.

Referitor la aceasta putem să ne convingem uşor folosind exemple simple, cunoscute încă din cursul de fizică şcolar. Să luăm o bucată de sare de bucătărie şi să o împărţim în părţi din ce în ce mai mărunte. Ştim că aceste părţi vor avea proprietăţile sării de bucătărie chiar dacă vor conţine numai o singură moleculă de sare de bucătărie. Molecula este cea mai mică parte a unei substanţe care posedă toate proprietăţile chimice ale acesteia; proprietăţile chimice ale moleculei sînt indivizibile. În acest sens molecula poate fi numită cea mai simplă particulă indivizibilă a unei substanţe şi deci considerată drept prima treaptă a elementarităţii. Dar în acelaşi timp moleculele sînt complexe, fiind compuse din atomi. Dacă divizăm molecula de sare de bucătărie obţinem atomul de clor şi atomul de sodiu,

care reprezintă cu totul alte substanţe. Proprietăţile sării de bucătărie dispar odată cu ruperea moleculei sale.

Din punct de vedere istoric, teoria moleculară (la a cărei dezvoltare a adus o contribuţie însemnată Lomonosov) a fost prima treaptă în studiul structurii materiei. Timp îndelungat (secolul al XVIII-lea şi începutul secolului al XIX-lea) moleculele erau considerate particule elementare. De altfel însăşi existenţa moleculelor era atunci pentru savanţi numai o ipoteză.

După treapta moleculară a elementarităţii urmează treapta atomică. Ştim că toate substanţele din natură sînt o combinaţie de 102 substanţe simple numite elemente chimice. Astfel sarea de bucătărie reprezintă combinaţia elementelor sodiu şi clor, iar apa este o combinaţie de oxigen şi hidrogen. Moleculele tuturor combinaţiilor sînt compuse din atomi. Cuvîntul „atom" înseamnă în limba greacă „indivizibil" şi această denumire este întrutotul îndreptăţită dacă ne referim la atom ca la un purtător al proprietăţilor chimice ale elementelor.

Chimia studiază formarea moleculelor din atomi. De aceea se poate spune că ea este o teorie a particulelor elementare pe treapta atomică a elementarităţii. După legile chimiei putem stabili imediat ce molecule, de exemplu, pot să se formeze din atomii de oxigen şi hidrogen sau, de asemenea, ce combinaţii poate da hidrogenul cu metalele. Pentru a răspunde la aceste întrebări nu trebuie să cunoaştem structura atomilor ; este suficient să ştim numai proprietăţile lor chimice. Însă cu ajutorul legilor chimice nu putem să spunem de ce hidrogenul ocupă prima căsuţă din tabela lui Mendeleev, iar oxigenul se află pe locul opt, pentru ce sodiul este metal şi clorul nemetal. Asemenea probleme ies din cadrul limitelor chimiei întrucît ea se bazează pe reprezentarea atomului ca particulă elementară şi deci nu studiază structura lui, în timp ce noi ştim astăzi că proprietăţile atomilor se determină prin structura lor. În chimie se socotesc date proprietăţile atomului de hidrogen sau oxigen. Explicarea proprietăţilor atomice din tabela lui Mendeleev a fost dată numai atunci cînd s-a descoperit structura atomului.

Cercetarea structurii atomului este o sarcină a fizicii moderne. În prezent sînt considerate elementare părţile componente ale atomului : electronul, protonul şi neutronul. Astfel am ajuns la treapta *contemporană* a elementarităţii, care face obiectul cărţii de faţă. Electronul, protonul şi neutronul au fost descoperiţi înaintea tuturor particulelor elementare cunoscute

Scanned with OKEN Scanner

acum, particule al căror număr este de aproximativ 30 [1]). Electronul este cunoscut savanţilor încă de la sfîrşitul secolului al XIX-lea. El a fost descoperit ca un fel de atom de electricitate; experienţa arată că în natură toate sarcinile sînt în valoare absolută multipli ai sarcinii electronului.

Masa tuturor electronilor unui atom reprezintă numai o cantitate neînsemnată din masa acestuia. În schimb cînd vorbim despre dimensiunile atomului, atunci avem totdeauna în vedere dimensiunile spaţiului pe care îl ocupă electronii. În centrul atomului se află nucleul atomic, a cărui sarcină este în valoare absolută egală cu suma sarcinilor tuturor electronilor atomului, din moment ce atomul luat în întregime este neutru. În nucleu este concentrată aproape întreaga masă a atomului.

Cîtva timp nucleul atomic a fost considerat ca elementar. Primele îndoieli în legătură cu aceasta au apărut după descoperirea radioactivităţii naturale. Caracterul compus al nucleului a fost pus în evidenţă definitiv în anul 1919 cînd fizicianul englez Rutherford a descoperit că la bombardarea nucleului de heliu cu particule alfa, din el se desprinde un nucleu mai simplu, nucleul de hidrogen sau protonul. După aceasta a devenit clar că numai protonul poate fi considerat ca elementar. Apoi fizicienii francezi Irène şi Fréderic Joliot-Curie au găsit că la bombardarea nucleului de beriliu apare o radiaţie neutră şi că aceste noi raze pot interacţiona cu protonii. La începutul anului 1932 fizicianul englez Chadwick a arătat că noua radiaţie constă din particule neutre cu masa aproximativ egală cu masa protonului. Noile particule au fost numite neutroni. Imediat după descoperirea neutronului şi independent unul de altul, savantul sovietic Ivanenko şi savantul german Heisenberg au emis ipoteza că nucleul constă din protoni şi neutroni. Experienţele au confirmat această ipoteză.

Aşadar la începutul anului 1932 erau deja cunoscute trei particule elementare: electronul, protonul şi neutronul. Aceste particule ocupă un loc aparte printre particulele elementare; ele sînt materialele de construcţie ale atomului: neutronii şi

---

[1]) Autorul include în numărătoare atît particulele cît şi aşa-numitele antiparticule corespunzătoare lor. Mulţi autori nu numără separat particule de aceeaşi masă, însă de sarcini diferite, ca electronul şi pozitronul, neutronul şi protonul sau antiprotonul etc. Adoptînd acest fel de a distinge particulele (după masă şi spin, vezi mai departe în acest capitol) ajungem la un număr de 10 particule elementare: fotonul, electronul, neutrino, mezonul μ, mezonul π, mezonul K, nucleonul, hiperonul Λ, hiperonul Σ, hiperonul Ξ (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

protonii formează nucleul atomic, iar electronii intră în compoziţia atomilor. Întrucît toate substanţele se compun din atomi, aceste particule sînt cărămizile primare ale tuturor substanţelor. În fig. 1 este reprezentat atomul cel mai simplu, în care există

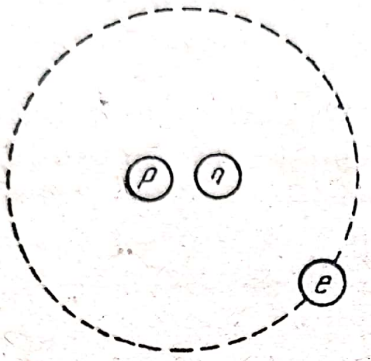


Fig. 1. Particulele elementare din atomul de hidrogen greu:
p — proton; n — neutron; e — electron.

toate aceste trei particule fundamentale, şi anume atomul de hidrogen greu sau deuteriu. Nucleul acestui atom se compune dintr-un proton şi un neutron, iar în jurul său se mişcă un electron. Despre proprietăţile protonului, neutronului şi electronului vom vorbi mai amănunţit în cap. I.

Anul 1932, anul descoperirii neutronului, reprezintă un jalon important în istoria fizicii particulelor elementare. Cu acest an a început perioada descoperirilor revoluţionare. Mai mult decît atît, în esenţă toate faptele noi care au intrat în patrimoniul ştiinţei în ultimii ani se referă în mod egal atît la fizica atomică sau fizica nucleară, cît şi la fizica particulelor elementare. Numai după descoperirea neutronului au fost stabilite faptele care au schimbat concepţiile anterioare asupra particulelor elementare şi au pus bazele fizicii moderne a particulelor elementare. Se poate spune că numai de la acea dată începe fizica modernă a particulelor elementare. De aceea relatarea amănunţită din cartea noastră va începe de asemenea cu acest an (v. cap. II).

După descoperirea neutronului se părea că a fost clarificată pe deplin problema structurii materiei: toate particulele cunoscute aveau destinaţia lor şi nu păreau necesare particule noi pentru explicarea fenomenelor [1]). Dar această situaţie nu a durat mult. Chiar la sfîrşitul anului 1932 s-a descoperit pozitronul şi s-au dezvăluit uimitoarele transformări ale electronului şi pozitronului. În acelaşi timp experienţele asupra aşa-numi-

[1]) O asemenea imagine se pune de obicei pe primul plan în expunerile populare ale bazelor fizicii atomice şi fizicii nucleare.

tei dezintegrări beta după cum se părea nimiceau fără cruţare una din cele mai generale legi ale naturii: legea conservării energiei. Pentru a salva situaţia, teoreticienii au propus ipoteza existenţei încă a unei particule noi denumită neutrino. Nenumărate experienţe efectuate în scopul studierii nucleului atomic au împins înainte problema forţelor nucleare, ale căror proprietăţi neobişnuite se părea că reprezintă o enigmă de nerezolvat. Pe de o parte, teoria presupunea existenţa unor particule noi necesare pentru a explica forţele nucleare, iar pe de altă parte, în razele cosmice se descoperiseră particule necunoscute pînă atunci. Cu alte cuvinte, numai la cîţiva ani după descoperirea neutronului situaţia în fizica particulelor elementare a devenit foarte confuză.

În acei ani s-a făcut de asemenea un salt uriaş în ceea ce priveşte înţelegerea noţiunii de particulă elementară. Experienţele au dărîmat cu totul vechea reprezentare asupra particulei elementare, ca ceva veşnic, de nezdruncinat. S-a dovedit că particulele elementare se pot naşte şi muri, transformîndu-se în alte particule elementare. Prin ciocnire, unele particule elementare se pot transforma în altele, adică pot apare particule noi. Este de asemenea posibil ca particulele să se transforme în radiaţie, cuante de lumină, şi, invers, cuantele de lumină să dea naştere la particule. Fizicienii s-au convins că transformarea reciprocă este proprie particulelor elementare şi că nu există o delimitare rigidă între substanţă şi radiaţie. Noţiunea de „particulă elementară“ a căpătat un sens nou.

Transformarea reciprocă a particulelor a fost o nouă demonstrare concretă a tezei lui V. I. Lenin asupra inepuizabilităţii proprietăţilor electronului şi a infinităţii naturii, teză enunţată încă în anul 1909 în legătură cu criza din fizică.

După descoperirea transformării reciproce a particulelor elementare a devenit deja neîndoielnic faptul că înaintarea pe treptele elementarităţii va aminti trecerea de la treapta moleculară la cea atomică sau trecerea de la treapta atomică a elementarităţii la cea contemporană. Nu putem să presupunem acum că electronul sau protonul (sau alte particule elementare) se compun din alte particule şi mai mici. Ne putem convinge uşor de neelementaritatea atomului dacă îl bombardăm cu electroni destul de rapizi: dacă energia acestor electroni este mai mare decît energia de legătură a electronului atomic, atunci putem să zmulgem din atom unul dintre electronii atomici. În mod analog ne putem convinge de complexitatea

Scanned with OKEN Scanner

nucleului atomic; în acest caz sînt necesare numai particule cu energie mult mai mare.

Dacă însă vom încerca să „fărîmiţăm" electronul sau protonul, atunci vom suferi un eşec. Ciocnirea particulelor elementare nu duce la spargerea particulelor elementare, ci numai la apariţia unor particule noi şi la transformarea lor.

Dezvoltarea fizicii particulelor elementare a decurs sub semnul strînsei sale legături cu problemele fizicii nucleare. Cea mai mare cucerire a ştiinţei şi tehnicii secolului nostru, folosirea practică a energiei atomice, îşi datoreşte în parte succesul fizicii particulelor elementare. Datorită importanţei excepţionale a acestui domeniu din fizică, în anii 1946—1947 s-au concentrat aici eforturile multor savanţi.

Pentru studierea particulelor elementare s-au elaborat metode noi precise şi s-au creat instalaţii unice, printre care un loc important îl ocupă acceleratorii mari de particule. În acceleratori se pot obţine artificial particule elementare, fapt care deschide posibilităţi experimentale nebănuite. Dezvoltarea rapidă a tehnicii experimentale în anii de după ultimul război a atras după sine multe descoperiri care au pus bazele unui nou capitol al fizicii particulelor elementare. Tabloul creat de aceste descoperiri nu este complet în prezent, iar greutăţile numeroase sînt probabil departe de rezolvare.

Pe treapta contemporană a elementarităţii se numără aproximativ 20 [1]) particule, numite elementare, a căror existenţă a fost dovedită. În afară de aceasta, există încă unele particule care au fost prezise de către teoreticieni şi aşteaptă confirmarea experimentală. Pe lîngă electron, proton, neutron, pozitron şi neutrino, în rîndul particulelor elementare se mai încadrează diferite tipuri de mezoni (mezoni μ, mezoni π, mezoni K) şi de asemenea familia numeroasă a particulelor grele, hiperonii. Toate aceste particule împreună formează lumea particulelor elementare, lume care are legile şi particularităţile sale, descoperite numai parţial. După cum vom vedea, multe proprietăţi ale particulelor elementare se deosebesc de proprietăţile corpurilor obişnuite. De aceea noţiunea de „particulă elementară" este convenţională nu numai în sensul că „elementaritatea" lor este determinată de nivelul cunoştinţelor noastre, ci şi de faptul că

[1]) Vezi N. Red. la p. 7.

ele nu sînt particule în înțelesul obișnuit al acestui cuvînt, adică așa cum sînt bilele de biliard sau pietricelele.

Dificultățile serioase care se întîlnesc actualmente în fizica particulelor elementare reprezintă de fapt fenomene guvernate de anumite legi pe care nu le-am putut descoperi încă.

Sarcina fizicianului este de a reconstitui pe baza acestor aluzii o imagine cît mai fidelă a realității. Este posibil ca între faptele pe care le vom întîlni mai departe (în particular în cap. V și VI) există deja unele care mai tîrziu vor fi puncte de plecare pentru formularea legilor noi și modificarea unora dintre ipotezele care actualmente ni se par indiscutabile.

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL I

IN PRAGUL LUMII PARTICULELOR ELEMENTARE

Legile de conservare

Cînd fizicienii trec la studierea unei transformări oarecare a particulelor elementare sau vor să afle dacă este posibilă o transformare care îi interesează, ei folosesc înainte de orice legile de conservare.

Legile de conservare sînt cele mai generale legi ale fizicii; ele ne spun care mărimi se conservă la interacţiunea şi transformarea particulelor. Numărul legilor de conservare cunoscute se schimbă odată cu dezvoltarea fizicii. Pe măsură ce se lărgeşte cercul de fenomene accesibile cercetării, unele legi vechi sînt părăsite şi se formulează legi noi de conservare. Vom studia acum legile de conservare ale energiei, impulsului şi sarcinii electrice.

Nenumărate fapte ne-au convins că legea conservării energiei este una dintre legile cele mai generale din natură. Această lege stă la baza ştiinţelor naturii. Conform cu această lege, energia nu poate să dispară sau să fie creată : ea poate numai să se transforme dintr-o formă în alta, din energie mecanică în energie calorică, din energie calorică în energie chimică etc.

Aici ne interesează legea conservării energiei aplicată la ciocnirea particulelor elementare.

Pentru început să ne amintim cum se aplică legea conservării energiei la ciocniri în general. Să privim ciocnirea a două particule (care pot fi şi neelementare). Din legea conservării energiei rezultă că energia totală a ambelor particule după ciocnire trebuie să fie egală cu energia lor totală înainte de ciocnire. Cînd ne interesează ciocnirea particulelor putem să nu luăm în consideraţie forţele exterioare. Astfel, dacă cercetăm ce se întîmplă la lovirea a două pietre, atunci nu trebuie să ţinem seama de forţele de gravitaţie, deoarece energia potenţială de gravitaţie practic nu variază în timpul ciocnirii. În ciocnirea particulelor elementare de asemenea nu se iau niciodată în con-

sideraţie forţele exterioare. Deci, dacă neglijăm forţele exterioare, atunci particulele se pot mişca numai sub influenţa interacţiunii şi, prin urmare, energia totală a particulelor se va compune din energia fiecăreia în parte plus energia lor de interacţiune. Forţa de interacţiune între particule scade pe măsură ce creşte distanţa dintre ele. Ca exemplu să luăm două sarcini electrice q_1 şi q_2. Forţa coulombiană care acţionează între ele este invers proporţională cu pătratul distanţei r dintre ele:

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Energia de interacţiune scade de asemenea odată cu creşterea distanţei dintre particule. De aceea, putem găsi totdeauna o distanţă aşa de mare între particule încît, la această distanţă, energia de interacţiune este foarte mică, iar energia totală a particulelor este egală cu suma energiilor fiecăreia dintre ele. Aici legea conservării energiei are următoarea formă simplă:

$$E_1 + E_2 = E_1' + E_2' \qquad (1)$$

unde E_1 şi E_2 sînt energiile particulelor 1 şi 2, care se vor ciocni, la distanţe aşa de mari încît încă nu interacţionează, iar E_1' şi E_2' sînt energiile particulelor după ciocnire, cînd interacţiunea între ele încetează. În acest sens se foloseşte legea conservării energiei în problemele de ciocnire.

Pînă acum nu am precizat ce expresie se înţelege prin energia fiecărei particule E.

Să luăm cazul mecanicii newtoniene. Dacă, de exemplu, vom studia ciocnirea bilelor de biliard, energia fiecărei particule E este energia cinetică a particulei (energie potenţială nu există, deoarece forţele exterioare lipsesc!). Pentru o particulă fără structură cu masa m şi viteza v, avem după Newton:

$$E = \frac{mv^2}{2}.$$

Totuşi această expresie (ca şi mecanica newtoniană în general) este valabilă numai la mişcări cu viteze mici în comparaţie cu viteza luminii $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s, în timp ce particulele elementare se pot mişca cu viteze foarte apropiate de viteza luminii. În afară de aceasta, cum vom vedea mai jos, există încă un motiv pentru care formula $E = \frac{mv^2}{2}$, chiar la viteze mici ($v \ll c$), nu poate fi aplicată particulelor elementare. Trebuie să folosim

teoria relativității a lui Einstein, conform căreia energia *totală* a unei particule este:

$$E=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

m fiind masa particulei în repaus („masa de repaus"). Valabilitatea acestei formule este confirmată de datele experimentale cele mai diferite. Ea joacă un rol fundamental în fizica modernă, și în particular, în fizica particulelor elementare. Din această formulă rezultă că și în repaus (adică atunci cînd $v=0$) particula are o energie proporțională cu masa m:

$$E_0=mc^2.$$

Această energie se numește energie de repaus. După cum vom vedea mai departe tocmai atîta energie trebuie să cheltuim pentru a crea o particulă cu masa m. La viteze mici ($v \ll c$), formula lui Einstein pentru energia E diferă de formula energiei cinetice din mecanica newtoniană numai prin energia de repaus:

$$E \approx mc^2+\frac{mv^2}{2}.$$

Formula energiei E se scrie uneori și sub o altă înfățișare:

$$E=m^*c^2$$

unde

$$m^*=\frac{m}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

introducînd masa totală m^* a corpului, care depinde de viteza v. Relația $E=m^*c^2$ ne dă interdependența dintre masa totală m^* și energia E, aceste mărimi diferind între ele numai prin factorul constant c^2. Această relație este remarcabilă prin aceea că leagă două mărimi care se socoteau mai înainte independente: masa caracteriza proprietățile inerte ale corpului, iar energia era privită ca o măsură a mișcării sau a capacității de a efectua lucru mecanic.

Scanned with OKEN Scanner

În teoria relativității, energia cinetică este egală cu diferența dintre energia totală și energia de repaus:

$$T = E - mc^2 = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right).$$

La viteze mici obținem pentru T formula cunoscută $T = \frac{mv^2}{2}$; dacă viteza v se apropie de viteza luminii c, atunci energia cinetică T tinde către infinit. În fig. 2 este reprezentată dependența de viteză a energiei totale. În ordonată energia este exprimată în unități de energie de repaus mc^2, adică este reprezentat raportul E/mc^2. În abscisă viteza este reprezentată luînd ca unitate viteza luminii c. Pentru a găsi energia cinetică în unități mc^2 trebuie să scădem o unitate pe axa ordonatelor. O particularitate interesantă a dependenței energiei de viteză este faptul că la viteze apropiate de viteza luminii o variație mică a vitezei atrage după sine o variație pronunțată a energiei. Astfel cînd viteza variază de la 0,85 c la c, energia variază de la 2 mc^2 la infinit.

Să cercetăm mai amănunțit formula lui Einstein pentru energia E. Pentru aceasta să ne întoarcem la legea conservării

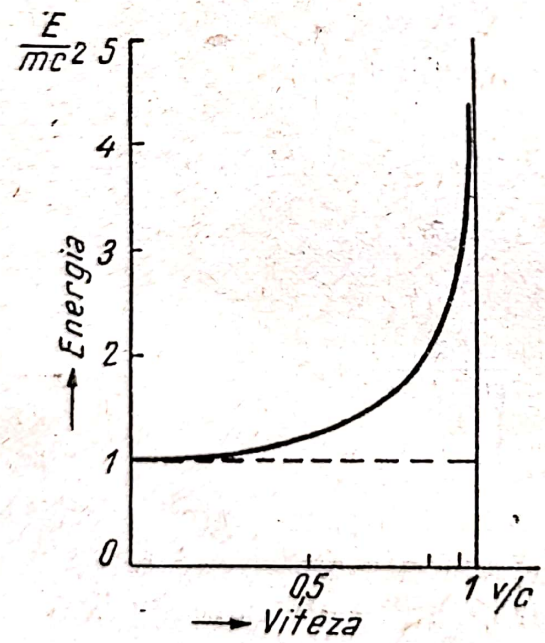


Fig. 2. Dependența energiei totale a particulei E de viteză în teoria relativității.

În abscisă se ia raportul v/c, adică viteza în unități de viteză a luminii c; în ordonată E/mc^2, adică energia în unități de energie de repaus mc^2.

energiei și să o scriem înlocuind energia E prin suma energiei de repaus mc^2 și energiei cinetice. Ca și înainte avem în vedere ciocnirea a două particule 1 și 2, dar acum presupunem că prin ciocnire particulele pot să se transforme astfel încît după cioc-

nire să obținem alte două particule. Dacă m_1 și m_2 sînt masele particulelor 1 și 2 care se ciocnesc, T_1 și T_2 sînt valorile respective ale energiei cinetice înainte de ciocnire, iar m_1', m_2', T_1' și T_2' sînt respectiv masele și energiile cinetice ale particulelor rezultate din ciocnire, atunci legea de bază (1) ne dă:

$$(m_1+m_2-m_1'-m_2')\,c^2=-(T_1+T_2-T_1'-T_2'). \qquad (2)$$

Această lege arată că există posibilitatea ca la ciocnirea particulelor energia de repaus să se poată transforma (parțial sau total) în energia cinetică a particulelor: de exemplu, la ciocnire energia cinetică totală a particulelor poate să crească pe seama micșorării energiei de repaus totale. În acest sens se vorbește uneori despre „transformarea masei în energie", ceea ce nu este literalmente corect, întrucît am văzut mai înainte că în realitate are loc o transformare a energiei: o parte din energia particulelor, energia de repaus, trece în altă parte a acesteia, energia cinetică.

Din formula (2) reiese de ce nu putem scrie energia particulelor elementare sub forma $\frac{mv^2}{2}$, neglijînd masa de repaus, nu numai la viteze mari ci chiar și la viteze mici. Dacă am fi scris astfel, atunci, în concordanță cu legea de conservare (2), ar fi însemnat că am presupus masa particulei constantă.

La prima vedere s-ar părea că transformarea reciprocă a energiei de repaus în energie cinetică este proprie numai unor procese speciale. În realitate însă observăm adesea procese binecunoscute în care variația energiei cinetice se produce pe seama energiei de repaus mc^2, numai că de obicei descriem aceste procese altfel. De exemplu, spunem că la arderea cărbunelui se petrece transformarea energiei chimice în energie calorică. Dacă am încerca să măsurăm exact pe de o parte masa cărbunelui și a oxigenului, iar pe de altă parte masa produselor de ardere (incluzînd și gazele emanate), atunci am observa că în urma arderii masa se micșorează cu mărimea $\Delta m=Q/c^2$, unde Q este energia calorică degajată prin ardere. De obicei nu se poate înregistra această micșorare a masei deoarece ea este foarte mică (ca și în alte reacții chimice care se petrec cu degajare de căldură). La o energie Q egală cu o calorie, mărimea Q/c^2 este de aproximativ $5\cdot10^{-11}$ g. Și în alte procese cunoscute variația masei este atît de mică încît de obicei nu se ia în considerație cînd descriem procesele respective. În schimb, de obicei, se egalează acele părți ale energiei de repaus (energie chimică,

energie calorică, energie elastică etc.), care se schimbă în urma procesului respectiv. Excepție fac procesele nucleare în care variația masei de repaus este perceptibilă.

La ciocnirea particulelor elementare, după cum vom constata, este posibilă de asemenea transformarea energiei de repaus în energie cinetică. Totuși transformarea energiei în cazul particulelor elementare se deosebește esențial de transformarea energiei în cazul arderii sau a reacțiilor chimice etc.

Pentru a ne convinge de aceasta să ne ocupăm mai întîi de problema următoare: care sînt părțile componente ale masei unui corp? Dacă nu ne gîndim la legătura dintre masă și energia de repaus, atunci această problemă pare destul de simplă: cu ce altceva poate fi egală masa unei particule compuse, decît cu suma maselor părților componente? În realitate masa unei particule compuse nu este egală cu suma maselor componenților, întrucît energia ei de repaus se exprimă prin diferența dintre energia totală de repaus (energia tuturor părților componente) și energia de legătură. Energia de legătură este totdeauna pozitivă și exprimă acea energie care este necesară pentru a desface particula compusă în părțile ei componente. Astfel, energia de legătură a nucleului atomic este egală, ca valoare, cu energia necesară pentru a descompune nucleul în protoni și neutroni. Energia de legătură a atomului (mai exact, a electronilor în atom) se definește ca energia necesară pentru a ioniza complet atomul, adică a-l lăsa fără electroni. Energia de legătură a moleculei (care ar putea fi numită și energie chimică) este egală, ca valoare, cu energia necesară pentru a descompune molecula în atomi. Analog putem vorbi despre energia de legătură a moleculelor într-o substanță.

Energia totală care leagă particulele elementare într-o substanță este evident compusă din energiile de legătură ale tuturor nucleelor W_n, energiile de legătură ale tuturor atomilor W_a, energiile chimice W_c și energiile de legătură între molecule W_m, adică:

$$W = W_n + W_a + W_c + W_m.$$

Astfel energia de repaus Mc^2 a unui corp oarecare de masă M este egală cu diferența a două mărimi: suma energiilor de repaus ale tuturor particulelor elementare ce-l compun (această

Scanned with OKEN Scanner

parte o vom nota M_0c^2) și energia totală de legătură W, cu alte cuvinte:

$$Mc^2 = M_0c^2 - W.$$

Întrucît energia de legătură W este pozitivă, masa corpului M este mai mică decît suma maselor tuturor particulelor elementare M_0 (electroni, protoni și neutroni) care intră în componența sa.

O asemenea împărțire a energiei de repaus a corpului Mc^2 clarifică proprietatea energiei de a se transforma cînd se ciocnesc particulele elementare. În procesele obișnuite cea mai mare parte a energiei Mc^2 rămîne constantă și anume energia de repaus a tuturor particulelor elementare M_0c^2, iar partea referitoare la energia de legătură W variază. În transformările chimice, de exemplu, se schimbă W_c și W_m, la ciocnirile atomice se poate schimba W_a, iar dacă încălzim corpul masa lui va crește pe seama energiei de legătură intermoleculară W_m. Particulele elementare însă, în aceste procese, nu se transformă; ceea ce se schimbă întrucîtva este mișcarea lor. Din această cauză, înainte de apariția teoriei relativității, pe baza studiului unor asemenea procese a fost formulată o lege separată de conservare a masei.

La transformări nucleare la energii mici — de exemplu la eliberarea energiei interne din nucleu ca rezultat al fisiunii nucleului, ca și în reacțiile termonucleare — masa totală a particulelor elementare rămîne aproape neschimbată; energia eliberată apare aici pe seama energiei interne de legătură din nucleu W_n. Din acest punct de vedere, procesele nucleare sînt analoge arderii și altor procese obișnuite.

Transformările particulelor elementare se deosebesc de procesele arderii, de procesele nucleare și altele prin faptul că în primele toată energia de repaus a unor particule se poate transforma în energia cinetică și în energia de repaus a altor particule. În urma ciocnirii a două particule putem să obținem trei particule. Particula cu masa cea mai mare se poate dezintegra în cîteva particule cu masă mai mică. Particulele se pot transforma în radiație electromagnetică (cuante de lumină), adică energia de repaus poate să treacă în întregime în energie electromagnetică și, invers, radiația electromagnetică de energie suficient de mare poate să dea naștere unor particule. Cu ajutorul legii conservării energiei putem să calculăm energia care se eliberează la transformarea particulelor; aceeași lege permite să calculăm energia necesară pentru a

crea particule noi. De exemplu pentru a crea o particulă cu masa m trebuie cel puţin o energie mc^2. Am putea să ne întrebăm: de ce crearea de particule se observă aşa de rar? Dificultatea consistă în faptul că pentru toate particulele elementare energia mc^2 este mare şi probabilitatea de creare a particulelor este mică. Se poate pune de asemenea următoarea problemă: de ce sînt rare transformările de particule care duc la micşorarea masei de repaus, chiar şi în acele procese unde nu se cheltuieşte energie? După cum vom vedea, aceste transformări (de altfel, şi unele procese în care se crează particule) sînt rare nu în virtutea legii conservării energiei, ci ca urmare a altor legi de conservare şi a particularităţilor interacţiunii particulelor.

Următoarea lege de conservare importantă este legea conservării impulsului. Impuls sau cantitate de mişcare, după cum se ştie din mecanica newtoniană, se numeşte mărimea $\mathbf{p}=m\mathbf{v}$. Impulsul $\mathbf{p}$, ca şi viteza $\mathbf{v}$, este un vector, adică o mărime caracterizată prin valoarea absolută p şi orientarea sa în spaţiu. La prima vedere pare inutilă introducerea acestei mărimi noi, impulsul, care se deosebeşte de viteză doar printr-un factor (prin masa constantă m). Dar impulsul este o mărime mai fundamentală decît viteza, întrucît există o lege de conservare a impulsului, dar nu există o lege de conservare a vitezei. Legea conservării impulsului se exprimă astfel: în absenţa unor forţe exterioare impulsul total al particulelor este constant. Ca exemplu de aplicare a acestei legi putem da reculul la tragere. Pînă la tragere arma este nemişcată; impulsul total este nul. După tragere impulsul total se compune din impulsul glontelui $\mathbf{p}$ şi reculul armei $\mathbf{p}'$. Din legea conservării impulsului avem $\mathbf{p}'=-\mathbf{p}$, adică arma se va mişca în direcţie opusă zborului glontelui.

Legătura dintre impuls şi viteză $\mathbf{p}=m\mathbf{v}$ este simplă numai în mecanica newtoniană. La viteze mari această expresie trebuie să fie înlocuită prin alta ce decurge din teoria relativităţii:

$$\mathbf{p}=\frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

Impulsul va fi proporţional cu viteza numai atunci cînd $v \ll c$. Cînd viteza v este apropiată de viteza luminii, impulsul p tinde către infinit.

Aplicată la ciocnirea particulelor elementare, legea conservării impulsului exprimă faptul că impulsul total al particule-

lor înainte de ciocnire este egal cu impulsul total al particulelor după ciocnire. În teoria relativității impulsul și energia sînt reunite într-o singură mărime, vectorul energie-impuls, iar cele două legi de conservare într-o lege unică de conservare a energiei-impulsului. Din formulele de mai înainte, care ne dau expresiile impulsului și energiei particulei, se poate deduce că energia E depinde de impuls în modul următor:

$$E=\sqrt{m^2c^4+c^2p^2}.$$

Această expresie a energiei particulei se folosește de obicei în fizica particulelor elementare.

Să ne oprim la cel mai simplu exemplu de aplicare a legii de conservare a energiei și impulsului. Vom presupune că particula A, avînd masa m și impulsul $\mathbf{p}$ se ciocnește cu particula în repaus B, care are masa M. Se pune întrebarea: este posibil ca particula A să fie absorbită de particula B, iar ca rezultat al ciocnirii toată energia particulei A (inclusiv energia de repaus) să se transforme în energie cinetică a particulei B? Conform cu legea conservării impulsului, particula B trebuie să aibă după ciocnire un impuls egal cu suma impulsurilor celor două particule înainte de ciocnire, adică tocmai $\mathbf{p}$, ceea ce revine la faptul că energia particulei B după ciocnire va fi $\sqrt{M^2c^4+c^2p^2}$. Energia totală pînă la ciocnire este $Mc^2+\sqrt{m^2c^4+c^2p^2}$, adică suma energiei de repaus a particulei B și energiei particulei A. Astfel, dacă este posibilă transformarea amintită mai înainte, legile de conservare a energiei și impulsului conduc la egalitatea:

$$Mc^2+\sqrt{m^2c^4+c^2p^2}=\sqrt{M^2c^4+c^2p^2}.$$

Ridicînd la pătrat și grupînd termenii asemenea, obținem:

$$m^2c^4+2Mc^2\sqrt{m^2c^4+c^2p^2}=0.$$

Această egalitate nu este satisfăcută niciodată, întrucît membrul întîi este totdeauna pozitiv și nu poate fi nul. Am ajuns la o contradicție: transformarea susnumită nu este posibilă, deoarece contrazice legile de conservare.

În afară de legile conservării energiei și impulsului este cunoscută și legea conservării sarcinii electrice. Datele experimentale recente ne confirmă că aceasta este de asemenea o lege generală a naturii. În concordanță cu ea, sarcina electrică nu poate să fie creată sau distrusă; în toate fenomenele se

Scanned with OKEN Scanner

conservă suma algebrică a sarcinilor. De aici rezultă că o particulă neutră nu se va putea transforma niciodată într-una încărcată, chiar dacă transformarea respectivă nu contrazice celelalte legi de conservare.

Numărul legilor de conservare cunoscute în fizica particulelor elementare nu se mărgineşte la legile enumerate mai sus. La sfîrşitul acestui capitol vom întîlni legea conservării momentului cantităţii de mişcare.

Mai departe vom întîlni şi alte legi noi de conservare, descoperite prin studierea particulelor elementare.

Particule şi mărimi cunoscute

Un rol fundamental în structura materiei îl joacă cele trei particule elementare: protonul, neutronul şi electronul. De aceea, astăzi, cînd cunoştinţele iniţiale despre nucleu şi atom sînt cunoscute chiar şi şcolarilor, protonul, neutronul şi electronul pot fi numite particule cunoscute. Luînd ca exemplu aceste trei particule, să cercetăm care sînt proprietăţile esenţiale ale particulelor elementare şi, în acelaşi timp, să lămurim care sînt ordinele de mărime ale cantităţilor ce se întîlnesc în lumea lor.

Cînd vorbim despre un corp obişnuit, de exemplu o piatră, introducem mai înainte de toate masa şi dimensiunile sale; electrizarea corpurilor o caracterizăm prin sarcină. Proprietăţile particulelor elementare pot fi împărţite în „obişnuite“ (acele proprietăţi care sînt identice cu ale corpurilor obişnuite) şi „neobişnuite“ (proprietăţile care se manifestă numai în lumea atomilor şi particulelor elementare). Vom reaminti acum proprietăţile obişnuite ale electronului, protonului şi neutronului.

Masa electronului este egală aproximativ cu $9 \cdot 10^{-28}$ g. O masă atît de mică nu putem să ne-o imaginăm cu ajutorul unor imagini cunoscute. Am putea să spunem că o mie de trilioane de trilioane de electroni cîntăresc un gram, dar este puţin probabil ca în felul acesta ordinul de mărime al masei electronului să ne devină mai familiar. Masa electronului se ia ca unitate de măsură a masei particulelor elementare. Masa protonului este egală cu 1 836 mase electronice, iar masa neutronului cu 1 838,5 mase electronice. Astfel, protonul şi neutronul sînt particule grele în comparaţie cu electronul.

Scanned with OKEN Scanner

Electronul are sarcină negativă. Sarcina electronului este cea mai mică dintre sarcinile existente în natură. Experiența arată că sarcinile tuturor particulelor elementare sau sînt egale cu sarcina electronului (în valoare absolută) sau sînt nule. Astfel toate particulele elementare poartă o cantitate elementară de electricitate. De aceea este comod să luăm drept unitate de măsură valoarea absolută a sarcinii electronului. Vom spune că sarcina electronului este egală cu —1. Protonul are sarcină pozitivă, egală în mărime cu sarcina electronului. Ea va fi deci +1. Neutronul este neutru, deci are sarcina nulă. Sarcinile tuturor particulelor compuse sînt neapărat multiplii ai sarcinii electronului, adică sînt egale cu un număr întreg. Sarcina electronului este $4 \cdot 10^{-10}$ CGSe. s. Aceasta este o valoare foarte mică : sarcina a 10^{19} electroni este egală cu un singur coulomb.

Astfel, ca și corpurile obișnuite, particulele elementare au masă și sarcină, numai că ordinele de mărime ale acestor mărimi sînt neobișnuit de mici.

Să ne ocupăm acum de problema dimensiunilor particulelor elementare. Să studiem mai întîi dimensiunile atomului și ale nucleului. Diametrul atomului este egal aproximativ cu 10^{-8} cm ; cu alte cuvinte, dacă vom construi un lănțișor dintr-o sută de milioane de atomi lungimea lui va fi egală abia cu un centimetrù. Diametrul atomului nu este legat nemijlocit de „raza“ electronului sau raza nucleului. Într-o aproximație grosolană putem spune că el determină dimensiunile orbitei pe care se mișcă electronul în jurul nucleului. Electronii se mișcă la distanțe mari de nucleu, întrucît nucleul ocupă un volum extrem de mic în comparație cu volumul ocupat de întregul atom. Raza nucleului este de zeci de mii de ori mai mică decît raza atomului. Dacă ne-am imagina atomul ca fiind de dimensiunea Teatrului Mare [1]) atunci nucleul atomic nu ar fi mai mare decît un grăuncior de nisip ! Și nucleul este încă compus din protoni și neutroni ! Care sînt atunci dimensiunile protonului și neutronului ? S-ar părea că, întrucît masa protonului și masa neutronului sînt aproape egale, este suficient să divizăm volumul nucleului prin numărul de protoni și neutroni din el pentru a obține volumul protonului sau al neutronului. Cu toate acestea, nu ne putem atinge scopul propus deoarece

[1]) Este vorba de Teatrul Mare din Moscova, care este mai mare ca, de ex., Teatrul de Operă și Balet din București (N. Red. E. T.).

volumul găsit nu caracterizează dimensiunile neutronului sau protonului, ci forţele care îi ţin legaţi în nucleu. În prezent nu putem să dăm un răspuns complet asupra dimensiunilor particulelor elementare. Ar trebui să cunoaştem mai întîi structura particulei elementare; dacă nu o considerăm punctiformă, atunci desigur în interiorul ei există o structură oarecare. Nu de mult s-au efectuat primele experienţe referitoare la această problemă şi anume s-a studiat structura protonului. În urma acestor experienţe s-a stabilit că protonul are dimensiuni de ordinul 10^{-13} cm. Distanţe de acest ordin sînt caracteristice pentru lumea particulelor elementare şi de aceea se ia ca unitate la această scară lungimea de 10^{-13} cm, numită fermi [1]) (după numele cunoscutului fizician italian Enrico Fermi).

Care este ordinul de mărime al energiilor în fizica particulelor elementare? În fizica atomică şi nucleară energiile se măsoară de obicei în electron-volţi. Un electron-volt (eV) reprezintă energia pe care o capătă un electron cînd străbate o diferenţă de potenţial de un volt. Un electron-volt nu este o energie mare: el este egal cu aproximativ $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg. Pentru atom este caracteristic domeniul energiilor mici de ordinul zecilor, sutelor şi miilor de electron-volţi. De exemplu, energia de ionizare a atomului de hidrogen (adică energia de zmulgere a electronului său) este 13,5 eV, iar energia razelor Roentgen (razelor X) emise de atomii grei atinge 100 000 eV. Energiile nucleare se socotesc în milioane de electron-volţi: energia medie de legătură a neutronului sau protonului în nucleu este egală cu 6—7 milioane electron-volţi. O caracteristică generală a dezvoltării fizicii particulelor elementare o constituie înaintarea ei către domeniul energiilor din ce în ce mai mari. Energiile care se considerau ieri înalte, astăzi se consideră deja mici. În fizica particulelor elementare se socoteşte mică o energie care nu depăşeşte zece milioane de electron-volţi. Domeniul energiilor mijlocii este pînă la 10^9 eV, iar cel al energiilor înalte peste 10^9 eV, adică peste un miliard de electron-volţi. Cea mai mare energie atinsă pe cale artificială pînă în prezent este energia protonilor accelerați cu ajutorul sincrofazotronului Institutului unificat de cercetări nucleare de la Dubna (U.R.S.S.): 10^{10} (10 miliarde) eV.

---

[1]) Deşi această unitate nu a fost încă adoptată oficial, ea este folosită de mulţi fizicieni şi se găseşte în reviste şi în cărţi. (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Ca hotare importante pentru scara energetică a lumii particulelor elementare servesc energiile de repaus ale diferitelor particule. Cu ajutorul datelor numerice corespunzătoare putem să calculăm uşor valorile energiei de repaus a electronului şi protonului. Pentru electron găsim

$$mc^2 = 9 \cdot 10^{-28} \text{g} \cdot 9 \cdot 10^{20} (\text{cm/s})^2 = 8 \cdot 10^{-7} \text{erg} = 0{,}5 \cdot 10^7 \text{ eV}.$$

Masa protonului şi masa neutronului sînt aproximativ de 2 000 ori mai mari decît masa electronului şi, prin urmare, energia lor de repaus va fi egală cu aproximativ 10^9 eV. Energia de repaus a protonului separă astfel domeniul energiilor mijlocii de domeniul energiilor înalte. După cum vom vedea mai departe (cap. II), dublul energiei de repaus a electronului (adică aproximativ 10^6 eV) reprezintă de asemenea un hotar, şi anume, începînd cu această energie este posibilă crearea de perechi electron-pozitron.

Cu ce viteze se mişcă particulele elementare? Înainte de toate să ne amintim că cea mai mare viteză, limita absolută a vitezelor este viteza luminii; cu alte cuvinte nici un fel de semnale, nici un fel de corpuri nu pot avea o viteză mai mare decît $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s. Cu viteza luminii se răspîndesc numai undele electromagnetice; particulele elementare şi alte corpuri pot avea o viteză oricît de apropiată de această valoare, dar fără să coincidă cu ea [1]). Aceste afirmaţii ale teoriei relativităţii a lui Einstein au fost confirmate de nenumărate experienţe. Faptul că nu există mişcări cu viteze mai mari decît viteza luminii poate fi considerat ca o lege tot atît de fundamentală a naturii ca şi legea conservării energiei.

La prima vedere s-ar părea că în lumea particulelor elementare nu există o scară unică a vitezei, întrucît energia particulelor poate să difere aici de mii şi milioane de ori. În realitate situaţia este alta. Să stabilim, de exemplu, între ce limite va varia viteza electronului dacă energia sa creşte de la un milion la un miliard de electron-volţi. Cu ajutorul expresiei cunoscute a energiei cinetice:

$$T = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - mc^2$$

---

[1]) Cu excepţia neutrinului (v. cap. II), care are masa de repaus nulă şi care, asemenea fotonilor, se mişcă cu viteza luminii c (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

(v. fig. 2) putem să socotim uşor că la o energie cinetică de 10^6 eV (aproximativ $2mc^2$) viteza electronului reprezintă mai mult de 94% din viteza luminii, iar la o energie cinetică de 10 eV, viteza electronului se deosebeşte de viteza luminii numai cu a 0,5 milioana parte din ultima. Viteza protonului cu o energie cinetică de 10^8 eV întrece 120 000 km/s, adică 40% din viteza luminii, iar la energia de 10^9 eV are viteza egală cu 85% din viteza luminii.

Cu alte cuvinte, vitezele particulelor elementare sînt de zeci de ori mai mari decît vitezele sateliţilor artificiali şi pot fi comparate cu viteza luminii. Din această cauză viteza luminii reprezintă o mărime ce caracterizează scara vitezelor în lumea particulelor elementare.

În sfîrşit să vorbim despre timp. În lumea aceasta, unde lungimile se măsoară în unităţi fermi şi vitezele în unităţi c, unitatea timpului trebuie să se deosebească esenţial de unităţile de timp cu care sîntem obişnuiţi în viaţa de toate zilele. Putem să ne facem o imagine asupra unităţii de timp dacă împărţim unitatea de lungime (1 fermi) prin viteza luminii, ceea ce ne dă $0{,}3 \cdot 10^{-23}$ s. Timpul de 10^{-23} s (care se numeşte şi timp nuclear) determină scara timpului în lumea particulelor elementare. În comparaţie cu timpul nuclear chiar şi intervale neînsemnate de ordinul a 10^{-9} s sînt mari. Este interesant de asemenea să comparăm acest timp cu timpul caracteristic atomic de $2 \cdot 10^{-17}$ s, care se poate obţine prin împărţirea razei orbitei electronului în atomul de hidrogen ($r_0 = 0{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm) la viteza electronului pe această orbită ($v_0 = 2 \cdot 10^8$ cm/s). Astfel, rezultă că timpul nuclear este de un milion de ori mai mic decît timpul atomic.

Fotonul

Să facem cunoştinţă acum cu o altă particulă care ocupă un loc important în unele relaţii din lumea particulelor elementare. Această particulă este fotonul sau cuanta de lumină ; ea se notează simbolic prin litera greacă γ (gamma).

Fotonul este cunoscut încă de la începutul secolului al XX-lea cînd s-a dovedit că lumina reprezintă un flux de fotoni. S-a arătat că energia transportată de o undă electromagnetică avînd frecvenţa ν (lungimea de undă $\lambda = \frac{c}{\nu}$) este compusă

Scanned with OKEN Scanner

totdeauna din porţiuni determinate, cuante γ (sau fotoni), a căror energie este proporţională cu frecvenţa, adică:

$$E=h\nu.$$

Coeficientul h poartă numele de *constanta lui Planck* şi este egal cu $6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg · s. De exemplu lumina galbenă este un flux de fotoni cu energia $h\nu \approx 2$ eV, iar lumina albastră constă din fotoni cu energia $h\nu \approx 3$ eV. Unda electromagnetică nu poate transporta o energie a cărei valoare se exprimă printr-un număr fracţionar de fotoni; astfel, nu se întîlnesc niciodată energii de 5,5 $h\nu$ sau 5,3 $h\nu$, în timp ce valorile 5 $h\nu$ sau 6 $h\nu$ sînt posibile. Cu alte cuvinte, lumina transportă energie ca şi cînd cuantele de lumină (fotonii) ar fi particule. Dar această circumstanţă nu este suficientă pentru a putea socoti fotonii drept particule. Dacă fotonii sînt particule, atunci trebuie ca legile şi relaţiile de bază referitoare la particule să li se poată aplica şi lor. Fapte experimentale arată că în realitate fotonul, ca şi celelalte particule, are impuls şi că prin ciocnirea lui cu alte particule (de exemplu ciocnirea unui foton cu un electron) legile de conservare ale energiei şi impulsului sînt de asemenea aplicabile. Valoarea impulsului fotonului p este legată de energia E a acestuia prin relaţia $p=\frac{E}{c}$. Dacă ne folosim de expresia $E=\sqrt{m^2c^4+c^2p^2}$ din teoria relativităţii, putem găsi uşor că masa de repaus a fotonului este nulă. Astfel fotonul posedă proprietăţile unei particule, dar, spre deosebire de electron, proton şi neutron, masa lui de repaus este nulă. Pentru a ne putea închipui o particulă cu masa de repaus nulă ne trebuie oarecare imaginaţie, deoarece sîntem obişnuiţi ca toate corpurile înconjurătoare să fie constituite din particule ce au masă de repaus.

Să observăm mai întîi că din punctul de vedere al mecanicii newtoniene este imposibilă existenţa unei particule cu masă nulă. A vorbi despre particule fără masă în cadrul acestei mecanici este lipsit de sens, întrucît mai întîi se presupune că particula trebuie să aibă neapărat masă de repaus. Din punctul de vedere al teoriei relativităţii situaţia este cu totul alta, deoarece masa de repaus reprezintă numai o parte din masa corpului $m^*=E/c^2$ şi fotonul are de asemenea o masă totală $m_f^*=h\nu/c^2$. Masa fotonului este deci legată în întregime de mişcarea lui.

Scanned with OKEN Scanner

Vorbind despre particule obişnuite presupunem totdeauna că o particulă oarecare poate fi oprită şi observată în stare de repaus. Această ipoteză nu mai este adevărată cînd avem de-a face cu particule fără masă de repaus căci este imposibil să oprim o astfel de particulă. În adevăr să presupunem că fotonul este în repaus, adică impulsul său p este nul. Din relaţia între energie şi impuls în cazul unei particule fără masă de repaus, $E=cp$, ajungem la concluzia că şi energia fotonului în repaus este nulă. Dar un obiect material oarecare trebuie să aibă energie — tot ceea ce există are energie — deci fotonul în repaus neavînd energie nu există. Fotonul (cuanta de lumină) se află totdeauna în mişcare, deplasîndu-se cu viteza luminii.

Fotonii sînt emişi sau absorbiţi de atomi şi de nucleu cînd aceştia trec dintr-o stare în alta (adică atunci cînd se schimbă mişcarea particulelor în atom sau nucleu). Este clar că fotonii nu pot să existe în interiorul atomilor şi nucleelor — ei apar la emisie. Se mai pot emite fotoni şi la ciocnirea particulelor încărcate, de exemplu la ciocnirea unui electron cu un proton (fig. 3).

Transformările particulelor elementare se scriu sub aceeaşi formă ca şi reacţiile chimice. Emisia unui foton ca urmare a ciocnirii unui proton p cu un electron e se poate scrie astfel:

$$e+p \longrightarrow e+p+\gamma$$

săgeata indicînd sensul reacţiei.

Multă vreme fotonii nu au fost consideraţi particule elementare. Neutronul, protonul şi electronul sînt particule elementare ale materiei ponderabile [1]), iar fotonul este o cantitate elementară de radiaţie, cuanta de lumină. Am putea oare să le strîngem pe toate sub denumirea generală de „particule elementare“? Abia în jurul anului 1930 fizicienii au răspuns definitiv la această întrebare, convingîndu-se că în multe pri-

---

[1]) Cuvîntul rusesc „вещество“ a fost tradus prin „materie ponderabilă“, şi nu prin substanţă; ultimul termen are un înţeles mai restrîns, (în înţelesul de fier, clor, apă etc.) sau un înţeles filozofic diferit de semnificaţia cuvîntului „вещество“. Dealtfel această traducere este în concordanţă cu termenul încetăţenit „structura materiei“ „строение вещества“). În unele locuri din carte în loc de „materie ponderabilă“ vom folosi termenul „materie“ unde nu poate apare confuzie cu noţiunea general-filozofică de „materie“ ca realitate obiectivă, oglindită de senzaţiile noastre şi existentă independent de ele (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

vinţe deosebirea dintre materia ponderabilă şi radiaţie nu este mare şi că ele au multe proprietăţi comune.

De fapt, în ce constă deosebirea dintre materia ponderabilă şi radiaţie ? Cel mai succint răspuns care s-a dat la început se

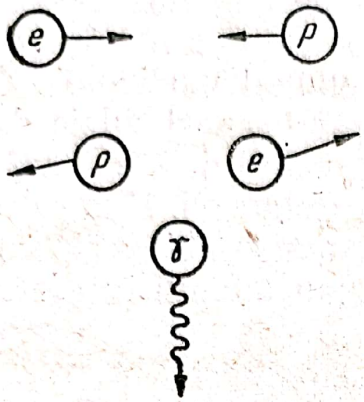


Fig. 3. Emisia unui foton γ la ciocnirea electronului *e* cu protonul *p*.

rezuma în două cuvinte: „Materia radiază". Cînd ne referim la „materie ponderabilă" în comparaţie cu radiaţia nu avem în vedere o piatră sau o masă, un atom sau o moleculă, ci proprietăţile esenţiale ale materiei ponderabile: inerţia şi stabilitatea sa. În opoziţie cu aceasta, radiaţia reprezintă ceva ce se mişcă şi se schimbă. Materia ponderabilă şi radiaţia descrise mai înainte (pînă la apariţia teoriei relativităţii) erau în deplină corespondenţă cu concepţiile de mai sus. Materia ponderabilă era caracterizată printr-o masă inertă, în timp ce radiaţia se presupunea fără inerţie, adică era caracterizată numai prin energie, masa ei inertă considerîndu-se nulă. Se socotea dovedit faptul că materia ponderabilă nu îşi schimbă compoziţia prin emiterea radiaţiei (adică numărul şi tipul de particule rămîne constant în urma acestui fenomen), pe cînd radiaţia poate să apară fiind emisă de materie şi poate să dispară fiind absorbită de materie.

Asemenea concepţii despre „materie" şi radiaţie au început să se clatine chiar de la apariţia teoriei relativităţii şi descoperirea cuantelor de lumină. Astăzi ştim că radiaţia, conţinînd energie, conţine de asemenea şi masă, prin urmare şi proprietăţi inerţiale. Astfel hotarul dintre materia ponderabilă şi radiaţie, legat de masă şi energie, astăzi nu mai este esenţial şi se reduce la problema masei de repaus: materia ponderabilă constă din particule care au masă de repaus, iar particulele elementare de radiaţie — fotonii — nu au masă de repaus.

Cu timpul a început să se clatine şi un alt hotar dintre materia ponderabilă şi radiaţie, care se referea înainte la o

Scanned with OKEN Scanner

altă pereche de proprietăţi opuse şi anume la stabilitatea primei şi la variabilitatea radiaţiei. În jurul anului 1930 a fost descoperită o nouă categorie de fenomene (despre ele se va vorbi în cap. II şi III) în care particulele de radiaţie pot să se transforme în particule de materie ponderabilă şi, invers, particulele de materie ponderabilă se pot transforma în particule de radiaţie. S-a lămurit astfel că nu numai particulele de radiaţie pot să se nască şi să fie absorbite, ci şi particulele de materie ponderabilă ; ceea ce diferă sînt condiţiile în care se nasc particulele de materie ponderabilă şi fotonii. După descoperirea transformării reciproce a materiei ponderabile şi radiaţiei au căzut toate considerentele care situau fotonul în afara grupului de particule elementare [1]).

„Vînătoarea“ de particule elementare

Lumea particulelor elementare este lumea celor mai mici particule. Cum putem deci să le observăm ? Cum putem să deosebim o particulă elementară de alta ? Un corp mic obişnuit putem să-l vedem la microscop ; obiectele şi mai mici pot fi studiate la microscopul electronic. Însă pentru particule elementare nu există microscop, ele sînt imposibil de văzut. Dar cu toate acestea putem studia particulele elementare la fel de bine ca şi corpurile pe care le vedem.

„Vînătoarea“ de particule elementare poate fi comparată cu vînătoarea unui animal care nu a apărut niciodată în faţa vînătorului. Vînătorul vede numai urmele şi distrugerile provocate de animal şi cu toate acestea el poate să-şi imagineze cum arată fiara, care sînt deprinderile şi caracteristicile ei. Fizicienii, asemenea vînătorului, studiază particulele elementare numai după urmele pe care le lasă ele, după „stricăciunile“ pe care le provoacă în calea lor. Ei reconstituie „aspectul“ particulelor după aceste date. Cu cît particula provoacă mai multe „stricăciuni“, cu atît o observăm mai uşor. Cu cît urmele sînt mai puţine, cu atît ea este mai puţin perceptibilă. Toate proprietăţile particulelor elementare — masa, sarcina etc. — se pot determina de către fizicianul cercetător după urmele pe care acestea le lasă. Fiecare particulă are urma sa proprie, „semnătura“ sa caracteristică, care o pot deosebi de alte particule.

[1]) Materia ponderabilă şi radiaţia sînt două forme de manifestare ale materiei şi posedă toate proprietăţile acesteia (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Urmele particulelor sînt semnalele pe care le dă oamenilor lumea particulelor elementare.

Cum se pot vedea urmele particulelor elementare ? La baza metodelor de observaţie stă capacitatea particulelor elementare de a ioniza. O particulă încărcată, la trecerea sa printr-o substanţă, se ciocneşte cu moleculele şi atomii neutri ionizîndu-i, adică zmulgîndu-le electroni şi ioni. Deci drumul particulei apare presărat cu schije de atomi şi molecule. Ionii pot fi observaţi. Pentru obţinerea şi studierea urmelor compuse din ioni s-au construit multe aparate. Unul dintre primele aparate, care a jucat un rol important în istoria fizicii particulelor elementare şi a fizicii nucleare, este camera Wilson. Acest aparat foloseşte proprietăţile vaporilor saturaţi. Se ştie că vaporii pot rămîne mult timp suprasaturaţi dacă în interiorul lor nu există centre de condensare, de exemplu firicele de praf, în jurul cărora să se formeze picături de lichid. Ionii pot juca rolul unor centre de condensare : dacă în vaporii saturaţi apare un ion, atunci în clipa imediat următoare el devine centrul unei picături mici. Luminînd într-un mod corespunzător picătura, ea devine vizibilă. În camera Wilson particula elementară, mişcîndu-se în vaporii saturaţi, crează ioni pe care încep să se strîngă în acelaşi timp picăturile de apă. Astfel drumul particulei este însemnat printr-un şir de picături. Cu cît particula crează mai mulţi ioni, cu atît mai multe picături rămîn pe parcursul său, deci cu atît mai groasă este urma. Pe o aceeaşi lungime de parcurs o particulă înceată reuşeşte să interacţioneze cu un număr mai mare de atomi decît o particulă rapidă. De aceea urma unei particule încete este mai groasă decît urma unei particule rapide. Pentru crearea fiecărei perechi de ioni particula cheltuieşte o cantitate de energie bine determinată şi, prin urmare, putem evalua energia particulei după numărul de ioni de pe traiectoria sa. Cu cît urma este mai lungă, cu atît mai mare a fost energia iniţială a particulei.

În fig. 4 este dată fotografia uneia dintre cele mai mari camere Wilson din lume. Volumul ei activ este egal cu $120 \times 112 \times 50$ cm^3. Prin peretele dinainte al camerei, construit din sticlă, se văd mai multe plăci metalice ; cînd particula trece prin aceste plăci ea este frînată datorită pierderilor de energie pe care le suferă în urma ciocnirii cu atomii substanţei respective şi a generării de alte particule. În fig. 5 este reprodusă fotografia mai multor urme care încep în plăcile metalice şi care aparţin unor particule încărcate generate prin reacţii pro-

Scanned with OKEN Scanner

vocate la trecerea altor particule prin plăci (urmele ce ies din plăci sînt aproape exclusiv electroni şi pozitroni).

Descifrarea urmelor în camera Wilson se uşurează mult şi devine mai completă dacă instalăm camera în cîmp magnetic (această metodă a fost folosită pentru prima oară de acad. D. V. Skobelţîn). Cîmpul magnetic curbează traiectoria particulei, dîndu-i formă circulară. Raza cercului depinde de impulsul particulei. Cu cît impulsul este mai mare, cu atît traiectoria particulei se încovoaie mai puţin. Traiectoriile particulelor pozitive şi negative se curbează în sensuri diferite. Studiul fotografiilor urmelor ne furnizează multe date. Măsurînd raza de curbură a urmei se poate găsi impulsul particulei. Sensul curburii traiectoriei poate să determine semnul sarcinii particulei. Deci, cunoscînd impulsul, dacă ştim masa particulei, putem calcula viteza şi energia acesteia.

În ultimul timp se folosesc pe scară largă camerele cu bule, al căror principiu de funcţionare este foarte apropiat de cel al camerelor Wilson. Prima cameră cu bule a apărut în anul 1952.

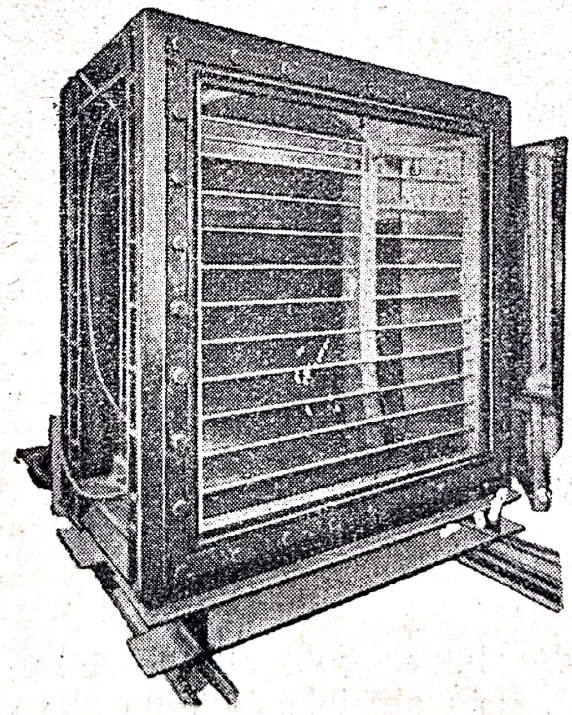


Fig. 4. Vederea exterioară a unei camere Wilson.

Într-o asemenea cameră se folosesc proprietăţile lichidelor supraîncălzite. Cînd o particulă încărcată trece printr-un lichid supraîncălzit, pe ionii creaţi de ea încep să se formeze bule de vapori, a căror înşiruire indică tocmai urma particulei. Întrucît

Scanned with OKEN Scanner

numărul de atomi dintr-un lichid este mai mare decît în același volum de gaz, pe unitatea de parcurs al particulei în camera cu bule se formează un număr mai mare de ioni decît în camera Wilson și de aceea în prima parcursul va fi mai scurt față de

Fig. 5. Urme de particule elementare în camera Wilson.

a doua, iar urmele care ar ieși în afara camerei Wilson pot fi urmărite adesea într-o cameră cu bule. Acest procedeu lărgește posibilitatea de observație.

În afară de camerele cu bule de vapori se mai cunosc camerele cu gaz, în care urma particulei este marcată prin bule de gaz. În aceste camere se folosesc proprietățile soluțiilor de gaz în lichid suprasaturate. Asemenea soluții sînt cunoscute tuturor: de exemplu, sifonul sau șampania. Cînd se deschide o sticlă de șampanie, lichidul parcă clocotește, deoarece gazele dizolvate în el se degajă din cauza presiunii scăzute. Un fenomen analog se petrece și în camera cu gaz: datorită presiunii

Scanned with OKEN Scanner

scăzute încep să apară bule, iar primele bule se formează pe ioni. Metodica descifrării urmelor în această cameră, în principiu, nu se deosebește de cea folosită la camera Wilson. În fig. 6 este reprodusă fotografia unor urme de electroni în camera cu bule. Pe ea se pot distinge bulele din care sînt compuse urmele electronilor.

O metodă foarte eficace pentru studiul particulelor elementare este aceea a plăcilor fotografice nucleare (emulsii nucleare). Încă cu jumătate de secol în urmă, Becquerel a constatat că radiațiile radioactive provoacă înnegrirea plăcilor

Fig. 6. Urme de electroni în camera cu bule.

fotografice. Ulterior s-a dovedit că înnegrirea ce apare în astfel de condiții constă din nenumărate urme fine distincte la microscop. Studierea urmelor particulelor elementare cu ajutorul emulsiilor nucleare a fost propusă pentru prima oară de fizi-

Scanned with OKEN Scanner

cianul sovietic L. V. Mîsovski şi apoi perfecţionată de alt fizician sovietic A. P Jdanov.

Cum se obţine fotografia urmei unei particule? În cazul obişnuit, cînd asupra emulsiei fotografice cade lumina, imaginea întunecată apare în urma faptului că fotonii zmulg electronii din atomii de bromură de argint aflaţi în emulsie. Apoi se developează placa şi imaginea devine vizibilă. Este normal să ajungem la acelaşi rezultat dacă înlocuim lumina cu o particulă. Particula încărcată trecînd prin fotoemulsie va zmulge electronii, producînd o înnegrire în locurile respective. După developare vom putea să vedem urma particulei, adică toate locurile de unde ea a zmuls electroni din atomii de bromură de argint. Astfel, particula elementară poate să „fotografieze" ea însăşi urma sa.

Pentru a obţine urmele particulelor sînt necesare plăci speciale, care se deosebesc de cele obişnuite printr-o grosime mai mare a stratului de emulsie şi un conţinut mai concentrat în bromură de argint. Grosimea unei emulsii nucleare poate să atingă un milimetru, ceea ce reprezintă o emulsie de 100 ori mai groasă decît în cazul plăcilor obişnuite. Concentraţia sporită de bromură de argint face urmele mai clare.

Metoda emulsiilor nucleare este superioară altor metode. Obţinerea urmelor nu este legată aici de o aparatură complicată sau de observaţii continue. Plăcile nucleare pot fi expuse cu uşurinţă pe înălţimi în munţi pentru a fi supuse acţiunii razelor cosmice. Ele pot fi de asemenea uşor ridicate cu ajutorul baloanelor sondă sau al rachetelor la înălţimi mari. Expunerea lor se face atît pe întuneric cît şi pe lumină, zile, săptămîni, luni, în funcţie de condiţiile problemei de cercetat; de aceea trebuie să le protejăm contra luminii. Urmele particulelor care cad în fotoemulsie se acumulează, astfel că o singură placă poate să conţină urmele multor evenimente interesante. În ultimul timp, legat de apariţia acceleratorilor puternici, s-a evidenţiat încă o calitate a metodei emulsiilor nucleare. Iată despre ce este vorba: partea migăloasă a metodei constă în studierea urmelor; pe de o parte, lungimea urmelor este mică, iar pe de altă parte, pentru evaluarea energiei particulei trebuie neapărat să cunoaştem densitatea urmei. Aceste mărimi nu se pot măsura decît cu ajutorul microscopului, ceea ce răpeşte mult timp. Dar această dificultate se poate înlătura uşor întrucît plăcile expuse pot fi cercetate într-un alt laborator. Expediind plăcile expuse la acceleratori în diferite alte oraşe,

Scanned with OKEN Scanner

pot fi atraşi în această muncă un mare număr de cercetători şi de asemenea se poate lărgi cercul problemelor studiate.

Ce ne spun urmele din emulsii? Ca şi în camera Wilson (fără cîmp magnetic), particulele lente lasă o urmă mai densă (sau, cum se spune, mai neagră) decît cele rapide de acelaşi tip şi cu cît este mai lungă urma cu atît particula care a creat-o are o energie mai mare. Spre deosebire însă de urmele din camera Wilson, în cazul emulsiilor nucleare densitatea urmei nu se măsoară prin numărul de picături pe unitatea de parcurs, ci prin numărul de granule de bromură de argint apărute. Pentru a calcula energia particulei trebuie să numărăm granulele de la începutul urmei pînă la oprirea particulei. După caracterul urmei se poate determina de asemenea masa particulei, deoarece fiecare particulă are o urmă caracteristică. În fig. 7 este reprodusă microfotografia unei dezintegrări produsă de o particulă cosmică primară cu sarcină mare (un nucleu

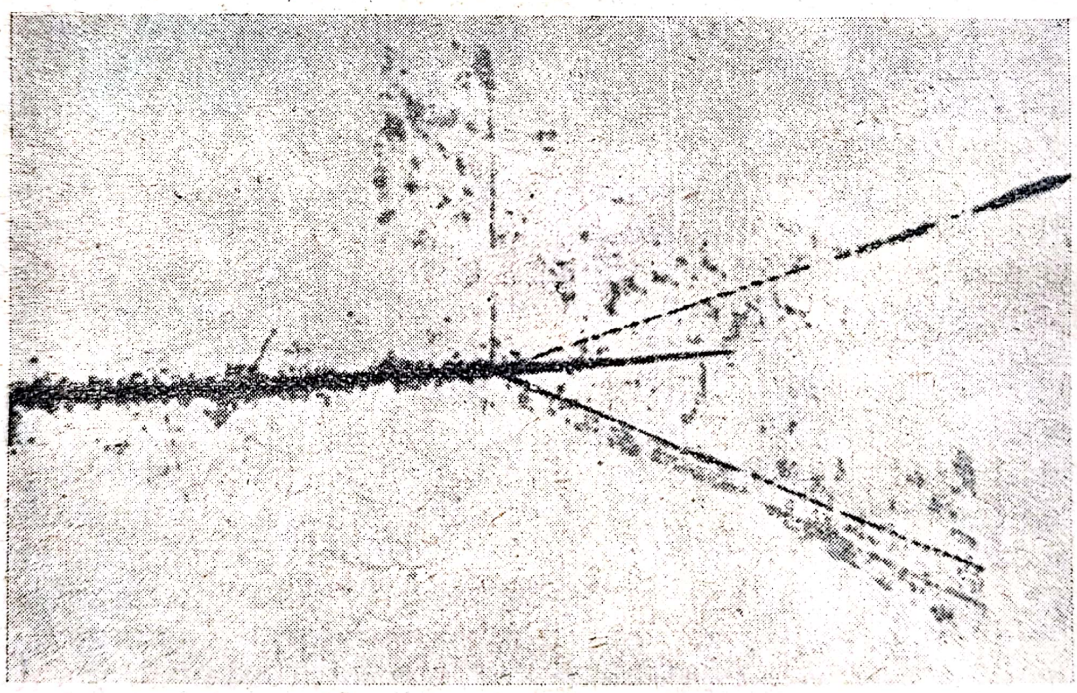


Fig. 7. Microfotografia unei dezintegrări nucleare („stea"), provocată de o particulă cosmică grea în emulsia nucleară.

rapid cu sarcina de ordinul 30). Ca urmare a ciocnirii acestei particule cu un nucleu din emulsie s-a produs „explozia" nucleului, iar fragmentele (protonii şi particulele alfa) au format o stea.

Scanned with OKEN Scanner

Pînă acum am vorbit numai despre urmele particulelor încărcate. Dar printre particulele elementare sînt şi particule neutre. Cum am putea să le observăm pe acestea? Urmele particulelor neutre nu se pot vedea nici în camera Wilson, nici în camera cu bule, nici în emulsiile nucleare, întrucît aceste particule nu produc ionizare şi, în consecinţă, nu lasă urme. Totuşi putem să observăm existenţa particulelor neutre după reacţiile pe care le provoacă. Astfel în fotografia din fig. 5 se văd urmele a două particule încărcate care pleacă din acelaşi punct. Aceste particule au apărut ca urmare a transformării unei particule neutre. Cu toate că pe fotografie nu există niciodată urmele particulelor neutre, totuşi putem să le determinăm după rezultatele reacţiilor provocate de ele. Astfel energia particulei neutre se poate calcula cu ajutorul legii de conservare a energiei din energia particulelor încărcate, iar din legea de conservare a impulsului putem deduce impulsul etc.

Un grup important de aparate destinate înregistrării particulelor elementare îl constituie contorii. Contorii nu ne dau urmele particulelor, ci ne indică numai cînd acestea trec prin ei. Există diferite tipuri de contori, în funcţie de fenomenele pe care vrem să le cercetăm. Cea mai largă răspîndire o au contorii Geiger-Müller şi contorii de scintilaţie. Funcţionarea contorilor Geiger-Müller se bazează pe faptul că particulele încărcate provoacă ionizarea. În mod schematic acest tip de contor se compune dintr-un tub, în interiorul căruia este întins pe direcţia axei un fir metalic subţire. Între acest fir şi peretele tubului se aplică o tensiune înaltă. Tubul este umplut cu un gaz rarefiat. La trecerea unei particule încărcate prin tub se formează un număr mare de ioni, producîndu-se o descărcare între firul interior şi perete. Această descărcare se poate observa simultan sub forma unor impulsuri de curent sau tensiune, care se amplifică cu ajutorul unor circuite electronice speciale şi apoi se înregistrează. Contorii de acest tip folosiţi în prezent sînt capabili să înregistreze cîteva zeci de mii de particule pe secundă.

Cu ajutorul unor contori asemănători se pot înregistra şi particulele neutre. Astfel există contori pentru neutroni şi contori pentru fotoni. De exemplu, pentru a înregistra fotoni suprafaţa interioară a tubului se acoperă cu o substanţă sensibilă la lumină. Intrînd în această substanţă, fotonii zmulg electroni care sînt apoi înregistraţi de contor. Pentru a descoperi neutronii, contorul se umple cu un gaz în care ei pot să provoace uşor reacţii cu expulzare de particule încărcate. Ceea

Scanned with OKEN Scanner

ce se înregistrează de către contor sînt aceste particule încărcate.

În contorii de scintilaţie fiecărei particule rapide îi corespunde o licărire (scintilaţie), care apare în urma ciocnirii particulei cu ecranul fluorescent special al contorului. În prima variantă a acestei metode observarea scintilaţiilor se făcea direct cu ochiul liber de către observator; ulterior s-au construit instalaţii speciale care le înregistrează automat (fotomultiplicatori).

O categorie de contori care a căpătat o largă răspîndire în ultimul timp sînt contorii Cerenkov. Principiul de funcţionare al acestor contori se bazează pe fenomenul cu acelaşi nume (efectul Cerenkov) descoperit în 1934 de fizicianul sovietic P. A. Cerenkov şi explicat în 1937 de I. E. Tamm şi I. M. Frank [1]). Iată în ce constă fenomenul: cînd o particulă încărcată rapidă se mişcă într-un mediu (nu în vid) cu o viteză mai mare decît viteza luminii în mediul acela (fără a depăşi însă viteza luminii în vid), atunci apare o radiaţie luminoasă emisă sub unghiul θ faţă de direcţia de mişcare a particulei (fig. 8). Mărimea unghiului θ se exprimă în funcţie de viteza luminii în mediul respectiv v_0 şi de viteza particulei v, printr-o relaţie de forma:

$$\cos\theta = \frac{v_0}{v}.$$

Frontul de undă are forma unui con cu deschiderea 2α. Dependenţa unghiului θ de viteza particulei ne permite să selecţionăm numai particulele cu viteza care ne interesează. Pentru aceasta trebuie să înregistrăm numai acea lumină care se emite în direcţia corespunzătoare vitezei date a particulei.

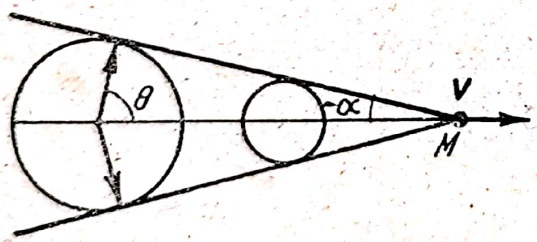


Fig. 8. Efectul Cerenkov.
La mişcarea unei particule M cu viteză „supraluminoasă" v într-un mediu care nu este vid, apare o radiaţie dirijată după o direcţie înclinată cu unghiul θ faţă de direcţia de mişcare a particulei.

Contorii Cerenkov au devenit un instrument de care fizicienii experimentatori nu se pot lipsi în studiul particulelor

[1]) Pentru descoperirea şi explicarea acestui efect, Cerenkov, Tamm şi Frank au fost distinşi cu premiul Nobel pentru Fizică pe anul 1958 (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

elementare la acceleratori. În particular, contorii Cerenkov s-au folosit la descoperirea antiprotonului — una dintre cele mai însemnate cuceriri ale fizicii din ultimii ani (v. cap. VI).

Particularităţile lumii particulelor elementare

Cînd sfărîmăm o piatră ni se pare normal ca legile naturii să fie aceleaşi, de exemplu, pentru jumătate de piatră ca şi pentru întreaga bucată. Dar pe măsură ce măcinăm tot mai mult bucăţile, ajungem la atomi şi apoi la particule elementare. Apare întrebarea: care sînt legile ce guvernează lumea particulelor elementare? Coincid oare ele cu legile valabile pentru bucăţile de piatră sau alte corpuri care ne înconjoară?

Toate experienţele arată că este imposibil să ne imaginăm lumea atomilor şi a particulelor elementare (numită de asemenea şi microcosm) asemănător lumii corpurilor obişnuite ce ne înconjoară (macrocosm). Particulele elementare nu sînt pietricele; însuşi cuvîntul „particulă“ are aici un alt sens decît acela referitor la corpurile din macrocosm. În microcosm sînt valabile legi speciale proprii, care nu se aseamănă cu legile lumii macroscopice.

Ştim că legile lui Newton se referă numai la mişcarea corpurilor cu viteză mică şi că pentru viteze mari ele trebuie înlocuite cu legile teoriei relativităţii. Dar mecanica newtoniană (şi, prin urmare, toate domeniile fizicii bazate pe legile ei) nu este completă nici din alt punct de vedere: ea descrie corect numai mişcarea corpurilor masive. În microcosm nu se aplică legile lui Newton; mişcarea atomilor şi particulelor elementare decurge după legile mecanicii cuantice. Trecerea de la o mecanică la alta nu înseamnă numai o simplă înlocuire a unor formule cu altele, ci şi adoptarea unor concepţii noi. În opoziţie cu fizica cuantică (fizica microcosmului), fizica macrocosmului a fost numită fizică clasică. Ea reprezintă un caz limită al fizicii cuantice: pentru corpuri mari, legile mecanicii cuantice trec automat în legile lui Newton.

Concepţiile teoriei cuantice erau ceva atît de nou şi de neobişnuit încît au constituit în felul lor o revoluţie în ştiinţele naturii. Din punctul de vedere al fizicii clasice este imposibil să înţelegem comportarea atomilor şi moleculelor, precum şi proprietăţile lor.

Experienţele arată că particulele microcosmului posedă atît proprietăţi ale particulelor mecanicii clasice, proprietăţi corpusculare, cît şi proprietăţi ondulatorii. Chiar în cazul fotonu-

Scanned with OKEN Scanner

lui avem un astfel de exemplu: pe de o parte, lumina reprezintă unde electromagnetice, iar pe de altă parte tot lumina reprezintă un flux de fotoni cu proprietăţi de corpuscule. Şi electronul are proprietăţi corpusculare şi ondulatorii. De exemplu dacă trecem un fascicul de electroni printr-un cristal, pe o placă fotografică aşezată în spatele acestuia se poate observa o imagine caracteristică numai proceselor ondulatorii. Pe de altă parte, putem măsura coordonatele electronului, ceea ce este posibil numai în cazul particulelor. Din punctul de vedere al mecanicii clasice, proprietăţile corpusculare şi cele ondulatorii se exclud unele pe altele; în schimb mecanica cuantică le explică foarte uşor. Bazele teoriei cuantice au fost create de Bohr, Heisenberg, Schrödinger şi Dirac.

Nu ne punem problema să expunem legile teoriei cuantelor, ci ne vom mărgini numai la explicarea a două particularităţi importante ale microcosmului, fără de care nu se poate înţelege comportarea particulelor elementare. Aceste două particularităţi sînt: caracterul discret al stărilor şi relaţia de incertitudine (nedeterminare).

Se compară uneori configuraţia atomului cu cea a sistemului solar. Locul Soarelui în atom îl ocupă nucleul, iar electronii joacă rolul planetelor (cu deosebirea că planetele se socotesc în acest caz identice). Această imagine reprezintă intuitiv rolul electronilor şi nucleului în atom. Să încercăm să clarificăm cu ajutorul ei ce înseamnă discontinuitatea stărilor atomului. Sistemul solar va întruchipa pentru noi fizica clasică.

În sistemul solar toate planetele se mişcă pe orbite bine determinate, începînd de la cea mai apropiată de Soare (Mercur) şi terminînd cu cea mai îndepărtată (Pluto). Pămîntul, de exemplu, se află la o distanţă de Soare de aproximativ 150 milioane kilometri.

Distanţa pînă la Soare şi tipul orbitei pe care se mişcă Pămîntul sau o altă planetă s-au stabilit încă în timpurile îndepărtate cînd s-a format sistemul solar. Dacă condiţiile de formare ar fi fost altele, atunci şi aceste două elemente ar fi fost diferite de cele existente în prezent. În condiţii corespunzătoare Pămîntul ar fi putut să se afle şi la distanţa de 160 milioane kilometri depărtare de Soare. Dacă, ca urmare a unei catastrofe cosmice, toate planetele ar fi îndepărtate de Soare, iar apoi planetele ar intra din nou în sfera lui de gravitaţie, atunci ar fi foarte improbabil ca planetele să se miste tot pe orbitele vechi.

Scanned with OKEN Scanner

Cu totul altfel stau lucrurile cu orbitele electronilor în atom. Aici orbitele nu depind deloc de istoria anterioară a atomului şi chiar dacă am îndepărta temporar toţi electronii din atom ei ar reveni iarăşi pe orbitele anterioare. În cazul atomului există un sistem unic de orbite posibile pe care le pot ocupa electronii. Energia electronilor pe orbitele vecine se deosebeşte printr-o cantitate finită şi de aceea energia atomului se schimbă de asemenea discontinuu formînd un spectru discret [1]). Cu alte cuvinte, nivele de energie în atom (sau nucleu) reprezintă un fel de scară cu intervale finite între trepte. Porţiunea dintre două trepte este un interval de energie interzis, adică atomul nu poate să aibă energia în acest interval.

Dacă am face un raţionament analog în cazul sistemului Solar, am ajunge la concluzia că energia posibilă a planetelor se schimbă continuu. Într-adevăr dacă s-ar schimba cît de puţin condiţiile faţă de cele existente cînd s-au format planetele, atunci s-ar schimba puţin şi orbitele, deci şi energia lor ; concomitent cu valorile existente ale energiei planetelor ar fi posibile şi alte valori infinit apropiate de acestea. Cînd variază continuu condiţiile de formare ale sistemului solar, atunci în general, valorile posibile ale energiei planetelor se vor schimba de asemenea continuu.

Printre nivelele de energie ale electronilor în atomi se pot distinge nivele cu cea mai mică energie numite nivele fundamentale. Toate celelalte nivele se numesc nivele excitate. Electronul poate să se afle într-o stare fundamentală un timp nesfîrşit de lung fără să cadă în nucleu. Aceasta este de asemenea o deosebire între atom şi sistemul solar. În cazul sistemului solar, cea mai mică energie o are Mercur, care se află între toate celelalte planete şi Soare. Dar se ştie că Mercur nu se va roti infinit în jurul Soarelui ; sub acţiunea forţelor de frecare din partea pulberii interstelare şi a altor forţe de frînare, orbita lui se va micşora treptat şi cîndva, după multe miliarde de ani, această planetă va fi înghiţită de Soare.

Ce se va întîmpla în cazul cînd electronul se va afla într-o stare excitată, iar nivelul fundamental va fi liber ? În acest

[1]) În realitate orbitele electronice nu sînt orbite în sensul strict al cuvîntului, aşa cum este cazul orbitelor planetelor. Cînd vom discuta relaţiile de incertitudine vom vedea că nu este posibil să vorbim despre traiectoria electronului ; sub denumirea de orbită electronică se subînţelege o stare determinată a mişcării electronului în atomi. Noţiunea de orbită electronică a apărut la început în modelul planetar al atomului, adică în prima etapă a studiului atomului cînd se presupunea că structura lui este asemănătoare structurii sistemului solar.

Scanned with OKEN Scanner

caz, electronul va trece de pe nivelul excitat pe nivelul fundamental, ceea ce înseamnă că el poate face un „salt" de pe o treaptă energetică pe alta prin intervalul de energie interzis. Această trecere a electronului de pe un nivel de energie pe altul este însoţită de emisia sau absorbţia unui foton. Saltul electronului în jos se petrece cu emisia unui foton, iar trecerea spre un nivel cu energie mai mare este posibilă numai cu absorbţia fotonului. Conform cu legea de conservare, energia fotonului este totdeauna egală cu distanţa dintre treptele de energie.

Relaţia de incertitudine (nedeterminare). Cînd zvîrlim o piatră sau un proiectil, nimeni nu se îndoieşte de faptul că putem determina în acelaşi timp şi viteza şi poziţia obiectivului respectiv. Putem de asemenea să calculăm şi traiectoria proiectilului. Cu alte cuvinte, viteza şi coordonatele sau impulsul pentru un corp obişnuit (piatră, proiectil, rachetă etc.) pot fi totdeauna date în acelaşi timp. În cazul particulelor elementare este imposibil să procedăm astfel. În mecanica cuantică nu este posibilă cunoaşterea simultană a impulsului şi coordonatelor, iar noţiunea de traiectorie nu există, deoarece pentru determinarea ei trebuie să cunoaştem tocmai aceste două mărimi. Dacă impulsul particulei are o valoare determinată, atunci nu sînt determinate coordonatele particulei şi invers. Aceasta înseamnă că atunci cînd, de exemplu, impulsul particulei elementare are o valoare determinată, coordonatele particulei vor fi diferite pentru măsurători diferite şi nu putem deci să vorbim decît de probabilitatea unuia dintre rezultate. Această situaţie se exprimă prin o relaţie de incertitudine (nedeterminare): produsul dintre nedeterminarea impulsului Δp şi nedeterminarea coordonatei Δx nu poate fi mai mic decît o anumită constantă h, adică:

$$\Delta p \cdot \Delta x \geqslant \hbar$$

unde $\hbar$ este aşa numita constantă a lui Planck [1]).

Această relaţie a fost stabilită de Heisenberg. În concordanţă cu ea, cu cît mai exactă va fi determinarea coordonatei, cu atît mai nedeterminat va fi impulsul. Relaţia de incertitudine este confirmată de toate datele experimentale.

Relaţia de incertitudine dă naştere uneori la nedumeriri şi întrebări. De ce, de exemplu, pentru piatră putem scrie simul-

[1]) Această constantă $\hbar$ diferă de constanta lui Planck introdusă la p. 26 prin factorul 2π; astfel $h=2\pi\hbar$. Cu această constantă relaţia dintre frecvenţa şi energia unui foton devine $E=\pi\nu\hbar$ (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

tan impulsul şi coordonatele, iar pentru particula elementară acest lucru este imposibil? Explicarea relaţiei de incertitudine nu intră în cadrul acestei cărţi şi de aceea ne vom mărgini la cîteva observaţii simple. Coordonatele şi impulsul caracterizează un corp obişnuit în mecanica clasică. Cînd vorbim despre impulsul şi coordonatele unei particule elementare înseamnă că o descriem cu ajutorul unor concepţii clasice (adică concepţiile despre corpuri obişnuite), care nu sînt aplicabile în lumea particulelor elementare sau sînt aplicabile însă numai cu mari restricţii. Limita de aplicabilitate a concepţiilor clasice la particule elementare se determină cu ajutorul relaţiilor de incertitudine. Această limită este legată de constanta lui Planck $\hbar$, care este extrem de mică ($\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-27}$ erg/s) dar joacă un rol fundamental în microcosm. Trecerea de la fizica cuantică la cea clasică ne-o putem imagina mai intuitiv exprimînd impulsul în funcţie de viteză prin relaţia $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ (valabilă numai pentru viteze mici). Relaţia de incertitudine pentru coordonată şi viteză, decurgînd din relaţia pentru coordonată şi impuls, conţine în partea dreaptă masa m a particulei:

$$\Delta x \cdot \Delta v \geqslant \frac{\hbar}{m}.$$

Pentru un corp cu masă mare nedeterminarea în coordonată şi viteză nu are nici o importanţă, din cauza micimii constantei $\hbar$.

Să facem un calcul simplu. Să presupunem că studiem un corp cu masa 0,1 g, a cărui viteză o ştim foarte exact, pînă la a milioana parte de centimetru pe secundă: $\Delta v = 10^{-6}$ cm/s. Care va fi atunci nedeterminarea în coordonată a corpului? Din relaţia de nedeterminare rezultă că $\Delta x \approx 10^{-20}$ cm, adică practic putem considera coordonata determinată; relaţia de incertitudine nu schimbă aici imaginea fenomenului.

Să vedem acum ce înseamnă relaţia de incertitudine pentru electron. La masa $m \approx 10^{-27}$ g relaţia de nedeterminare se scrie: $\Delta v \cdot \Delta x \approx 1$ cm^2/s. Dacă viteza electronului este cunoscută exact pînă la un kilometru pe secundă, adică $\Delta v = 10^5$ cm/s, atunci nedeterminarea cînd se măsoară x nu va fi mai mică de 10^{-5} cm. Să ne amintim că diametrul atomului este egal cu aproximativ 10^{-8} cm şi prin urmare în intervalul de 10^{-5} cm putem face să intre o mie de atomi. Numai la o nedeterminare a vitezei egală cu o mie de kilometri pe secundă, nedeterminarea coordo-

Scanned with OKEN Scanner

natei este comparabilă cu diametrul atomului. Aceste cifre arată în mod concret cît de depărtate sînt de realitate concepţiile clasice în cazul microcosmului.

Cînd vorbim despre observarea particulelor elementare se presupune că particulele pot lăsa urmele lor, adică pot avea o traiectorie vizibilă. Aceasta s-a demonstrat şi pe fotografiile reproduse în fig. 5, 6 şi 7. Cum să punem în concordanţă aceste fotografii cu relaţiile de incertitudine din care reiese că particulele elementare nu au traiectorie? Fotografiile urmelor nu contrazic relaţiile de incertitudine. Dacă luăm un punct oarecare al urmei ne convingem că traiectoria este localizată numai în limitele grosimii urmei. Aceasta este chiar nedeterminarea în coordonată a particulei. Impulsul particulei în acelaşi punct, de asemenea nu este cunoscut precis, ci numai în limitele nedeterminării care apare datorită ciocnirii cu atomii ce se găsesc în grosimea urmei. Produsul ambelor nedeterminări conduce la relaţia de incertitudine.

În afară de relaţia de incertitudine pentru coordonată şi impuls, în mecanica cuantică există şi relaţia de nedeterminare pentru energia E şi timpul t:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geqslant \hbar.$$

Această relaţie se interpretează ca posibilitatea de abatere de la legea de conservare a energiei cu mărimea ΔE în intervalul de timp Δt. Dacă ne ocupăm, de exemplu, de variaţia energiei atomului cînd emite un foton, vom putea şti energia fotonului numai cu o precizie pînă la $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t}$, unde Δt reprezintă timpul în care atomul s-a aflat în starea excitată. În cap. III vom întîlni exemple mai detaliate de aplicare a acestei relaţii, în legătură cu problemele de interacţiune, şi în cap. V în legătură cu măsurarea duratei de viaţă a hiperonilor după nedeterminarea în masele lor.

Ceea ce este nou în legile microcosmului, exprimat prin relaţia de nedeterminare, se poate spune de asemenea cu alte cuvinte, căutînd să explicăm cum se defineşte starea de mişcare în fizica clasică şi în fizica cuantică. Pentru a caracteriza complet mişcarea unui proiectil, din punctul de vedere al fizicii clasice, trebuie să-i cunoaştem neapărat viteza (sau impulsul) şi coordonatele. După legile fizicii cuantice nu putem face acelaşi raţionament pentru un electron sau o altă particulă elementară; în acest caz este imposibil să atribuim deodată ambele mărimi, impulsul şi coordonata, particulei respective.

Scanned with OKEN Scanner

Dacă una dintre mărimi are o valoare determinată, atunci nu putem vorbi decît despre probabilitatea unei valori a celeilalte mărimi. Astfel în mecanica cuantică starea unei particule este definită printr-un alt sistem de măsură decît în mecanica clasică. Pentru a descrie cuantic stările electronului nu sînt necesare toate mărimile de care ne folosim în acelaşi scop în fizica clasică, ci numai o parte din ele — acel ansamblu al mărimilor care pot fi măsurate simultan.

Ce mărimi vor determina starea electronului în cazul cunoscut al mişcării inerţiale? În fizica clasică această mişcare ar fi descrisă de impuls şi coordonată. În fizica cuantică putem determina starea electronului numai cu o singură mărime, de exemplu impulsul. Avînd impulsul putem calcula uşor energia electronului, astfel încît starea electronului liber va fi determinată de energie şi direcţia mişcării. Dar electronul are încă o proprietate esenţială, spinul său, care nu există la corpurile lumii macroscopice, şi de aceea nu putem să descriem complet starea lui numai cu ajutorul impulsului.

Acum va trebui să facem cunoştinţă cu spinul.

Momentul cantităţii de mişcare şi spinul

După cum se ştie, mişcările de rotaţie ale corpurilor se caracterizează în mecanică cu ajutorul momentului cantităţii de mişcare. Dacă corpul se mişcă pe un cerc (de exemplu, dacă rotim o piatră legată cu o sfoară), momentul cantităţii de mişcare M faţă de centrul de rotaţie se defineşte ca produsul dintre impulsul (cantitatea de mişcare) corpului mv şi raza circumferinţei r:

$$M = mvr = pr.$$

Dacă corpul nu se mişcă pe un cerc (de exemplu, dacă piatra se desprinde de sfoară), definiţia momentului cantităţii de mişcare va fi mai complicată. Impulsul corpului p îl vom descompune după regula paralelogramului în două componente p_r şi p_t, unde p_r este dirijat în lungul dreptei care leagă corpul de axa O, iar p_t este perpendicular pe această dreaptă. Momentul cantităţii de mişcare faţă de axa O este egal cu $p_t r$, în care r reprezintă distanţa de la corpul A la axa O. Cu alte cuvinte, dacă vom construi paralelogramul pe vectorii p şi r (fig. 9), momentul cantităţii de mişcare va fi egal în valoare cu suprafaţa paralelogramului.

Scanned with OKEN Scanner

Din legile de mişcare ale lui Newton se poate deduce că la interacţiunea particulelor momentul cantităţii de mişcare total se conservă. Această concluzie se păstrează şi în cazul teoriei relativităţii, de asemenea şi în fizica cuantică. Astfel cînd se ciocnesc două particule momentul cantităţii de mişcare total nu se schimbă. În viaţa de toate zilele întîlnim adeseori legea conservării momentului cantităţii de mişcare. Se ştie că titirezul este stabil cînd se roteşte şi cade în clipa cînd îl oprim. Stabilitatea lui se explică tot cu ajutorul legii de conservare: în timpul rotirii apare un moment şi axa de rotaţie, în absenţa forţelor exterioare, trebuie să-şi păstreze neschimbată direcţia. În mod analog, pentru ca glonţul în zbor să nu se dea peste cap i se imprimă o rotaţie cu ajutorul unui filet situat în ţeava puştii.

Să cercetăm acum cazul deosebit al mişcării de rotaţie în jurul axei proprii. Cel mai simplu exemplu îl constituie titirezul. Rotaţia lui în jurul axei proprii este caracterizată de momentul cantităţii de mişcare: cu cît titirezul se roteşte mai repede, cu atît momentul este mai mare; cu cît titirezul este mai mare, dar face acelaşi număr de rotaţii pe secundă, momentul este mai mare. Acest moment am putea să-l numim „momentul propriu".

S-a dovedit că şi particulele elementare pot avea un moment propriu al cantităţii de mişcare, aşa numitul moment de spin sau, simplu, spinul (cuvîntul „spin" înseamnă în limba engleză „fus" sau a se roti în jurul axei proprii). Dacă vom considera particulele elementare punctiforme, atunci noţiunea de spin nu poate fi explicată (punctul nu poate să se rotească!)

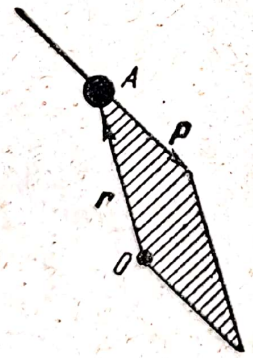


Fig. 9. Momentul cantităţii de mişcare a unui corp în raport cu axa *O* este numeric egal cu suprafaţa paralelogramului construit pe vectorii p şi r (unde p este impulsul corpului, iar r distanţa pînă la axa *O*).

şi apare întrebarea: nu cumva spinul particulelor elementare ne dă indicaţii asupra structurii lor? Însă spinul nu trebuie înţeles ca o rotaţie în jurul unei axe proprii. Putem numai să spunem că particula cu spin se comportă asemănător titirezu-

Scanned with OKEN Scanner

lui. Spinul este o proprietate deosebită a particulelor elementare, pe care nu o au corpurile lumii macroscopice. Cu toate că aceste corpuri se pot roti în jurul axei proprii, o asemenea rotaţie nu constituie o proprietate fundamentală a lor ; în particular, putem fie să accelerăm rotaţia lor, fie să o oprim, pe cînd spinul particulelor nu poate fi nici mărit, nici micşorat.

Dacă întrebăm un fizician prin ce se deosebeşte fotonul de electron, el ne va vorbi în primul rînd de masa, sarcina şi spinul acestor particule. Spinul este o proprietate a particulelor tot atît de importantă ca şi masa şi sarcina. În afară de masă şi sarcină, toate particulele se împart şi după spinul lor.

Cîteva particule cu spin au de asemenea şi moment magnetic propriu. O astfel de particulă se comportă ca un mic magnet. Dacă situăm un ac magnetic într-un cîmp magnetic, el se va orienta în lungul liniilor de forţă ale cîmpului. În busolă acul se orientează în direcţia nord-sud, de-a lungul liniilor de forţă ale cîmpului magnetic terestru. În mod asemănător, particula cu moment magnetic de spin se va orienta sub acţiunea cîmpului magnetic. Electronul, protonul şi neutronul au momente magnetice de spin, însă fotonul nu are moment magnetic.

Mărimea spinului (adică mărimea momentului de spin al cantităţii de mişcare) este în general diferită la particule deosebite. Valorile posibile ale spinului particulelor sînt precis determinate în mecanica cuantică : spinul poate fi egal numai cu un multiplu întreg sau semiîntreg (jumătatea unui număr fără soţ) al constantei lui Planck $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. De aceea el se măsoară în unităţi $\hbar$. Să ne amintim că la un titirez obişnuit momentul cantităţii de mişcare variază continuu, deoarece frecarea face ca titirezul să piardă treptat din viteza de rotaţie şi la sfîrşit să cadă. În acest caz direcţia axei de rotaţie este în general variabilă. Axa „de rotaţie“ a particulelor cu spin poate fi orientată numai în cîteva direcţii determinate. Acest lucru se realizează uşor la particulele care au moment magnetic de spin, cînd le plasăm în cîmp magnetic. Pentru particulele cu spin semiîntreg sînt posibile numai două orientări : sau în lungul liniilor de forţă ale cîmpului sau în sens invers. În primul caz, proiecţia spinului particulelor cu sarcină pozitivă pe direcţia cîmpului magnetic este egală cu $\frac{1}{2}$, iar în al doilea caz proiecţia spinului este $-\frac{1}{2}$ (fig. 10, *a*).

Scanned with OKEN Scanner

Dacă îndreptăm axa z în lungul liniilor cîmpului magnetic, pentru particulele cu spinul $s=\frac{1}{2}$ sînt posibile numai proiecţiile $s_z=\pm 1/2$. În cazul unei particule încărcate pozitiv, cu spinul egal cu unitatea, sînt posibile trei orientări ale axei de rotaţie faţă de cîmpul magnetic: sau de-a lungul cîmpului magnetic (proiecţia $s_z=1$), sau în sens contrar cîmpului (proiecţia $s_z=-1$), sau perpendicular pe cîmp ($s_z=0$) (fig. 10, *b*). În absenţa cîmpului magnetic nu putem distinge unele de altele particulele cu proiecţii ale spinului diferite. Astfel particulele cu proiecţii ale spinului diferite, $s_z=1$, $s_z=0$, $s_z=-1$, se comportă identic dacă nu există cîmp. Protonul, neutronul şi electronul au spinul $s=\frac{1}{2}$. Spinul fotonului este egal cu unitatea.

Clasificarea particulelor după spin este importantă, deoarece de spin este legată „statistica" particulelor. Există două

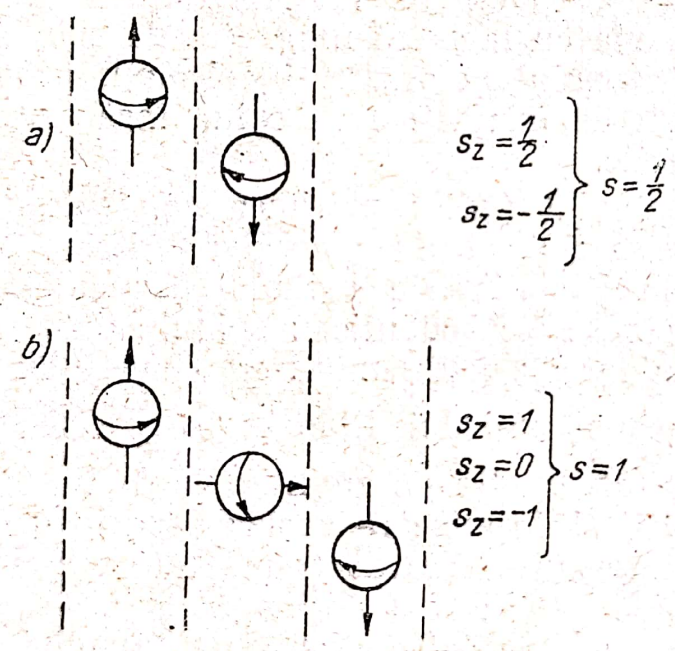


Fig. 10. Particule cu spinul: $s=\frac{1}{2}$ (*a*) şi $s=1$ (*b*).

În cîmpul magnetic (liniile verticale punctate) sînt posibile numai două valori ale proiecţiei s_z cînd $s=\frac{1}{2}$ şi trei valori ale lui s_z cînd $s=1$. În lipsa cîmpului magnetic particulele cu proiecţiile s_z diferite se comportă în acelaşi mod.

tipuri de statistici: statistica Bose-Einstein şi statistica Fermi-Dirac, denumite astfel după creatorii lor, fizicianul indian Bose şi Einstein, fizicianul italian Fermi şi savantul englez Dirac. Toate particulele cu spinul semiîntreg (cunoscute şi necunos-

Scanned with OKEN Scanner

cute) se supun statisticii Fermi-Dirac. Ele se numesc deobicei particule Fermi sau fermioni. Particulele cu spin întreg se supun statisticii Bose-Einstein. Acestea se numesc particule Bose, sau bosoni. Astfel electronii, protonii şi neutronii sînt fermioni, iar fotonii sînt bosoni.

Prin ce se deosebeşte comportarea fermionilor de cea a bosonilor? Pentru fermioni este caracteristic faptul că în aceeaşi stare nu se poate afla mai mult de o particulă. Pentru bosoni numărul de particule într-o stare este arbitrar. Deci fermionii tind oarecum către izolare, în timp ce bosonii dimpotrivă pot sta împreună.

Cînd spunem că doi electroni nu se pot afla în aceeaşi stare aceasta înseamnă, în cazul electronilor liberi, că niciodată nu vom găsi doi electroni liberi cu acelaşi impuls şi acelaşi proiecţii ale spinului. Acelaşi impuls îl pot avea numai doi electroni cu proiecţii de spin diferite, de exemplu unul cu $s_z = +\frac{1}{2}$ şi altul cu $s_z = -\frac{1}{2}$. Aici s-ar putea pune întrebarea: dacă este posibil ca numai doi electroni să se mişte cu acelaşi impuls, atunci cum se obţin experimental fluxuri puternice de electroni cu aceleaşi viteze? Această contradicţie aparentă se explică uşor. În fluxul de electroni vitezele electronilor nu coincid exact, ci sînt distribuite într-un interval mic atît în mărime, cît şi în direcţie. Între altele este suficient ca un electron să aibă viteza foarte apropiată (dar nu exact egală!) cu viteza electronului vecin pentru ca stările celor doi electroni să fie diferite.

Aşadar am făcut cunoştinţă cu primele particule elementare — electronul, protonul, neutronul şi fotonul — şi cu caracteristicile de bază ale microcosmului. Proprietăţile acestor particule sînt date în tabela I.

Tabela 1.

Proprietăţile primelor particule

Particula	Simbolul	Masa de repaus, în m_e	Spinul	Sarcina	Particula	Simbolul	Masa de repaus, în m_e	Spinul	Sarcina
Fotonul	γ	0	1	0	Protonul	p	1 836,1	$\frac{1}{2}$	+1
Electronul	e	1	$\frac{1}{2}$	−1	Neutronul	n	1 836,6	$\frac{1}{2}$	0

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL II

PRIMII PAȘI ÎN LUMEA PARTICULELOR ELEMENTARE

Trecerea la noile concepții cuantice asupra particulelor elementare nu a influențat esențial sensul în care s-a înțeles elementaritatea lor. Ca și înainte s-a presupus că invariabilitatea este una din trăsăturile caracteristice legate de elementaritatea particulelor. Primii pași ai savanților în lumea particulelor elementare au condus la năruirea totală a acestui punct de vedere. Descoperirea pozitronului și a transformărilor perechilor electron-pozitron a dat o lovitură vechilor concepții asupra particulelor elementare.

Descoperirea pozitronului

Încă la începutul secolului al XX-lea Hess a descoperit că din spațiul interplanetar ajung la Pămînt raze. Ulterior s-a stabilit că aceste raze — numite raze cosmice — se compun din particule încărcate și neutre și că în ele se întîlnesc particule cu energii foarte mari. La sfîrșitul deceniului al treilea a început un studiu intens al razelor cosmice. Pe fizicieni îi interesa componența lor, originea și energia particulelor cosmice. Unul dintre instrumentele cele mai folosite la observarea razelor cosmice a fost camera Wilson (v. cap. I). Multe informații s-au obținut plasînd camera într-un cîmp magnetic puternic care produce curbarea urmelor particulelor în funcție de sarcina lor și de energie. La început se părea că razele cosmice se compun numai din protoni și electroni. Uneori printre particulele cosmice se întîlneau unele cu o energie atît de mare încît traiectoria lor rămînea dreaptă și după trecerea prin cîmpul magnetic. Natura acestor particule era imposibil de stabilit.

Dar iată că în anul 1932 fizicianul american Anderson a găsit printre urmele din camera Wilson o urmă curioasă. Ea se curbase în sens opus urmei electronului. Se puteau da două

Scanned with OKEN Scanner

explicaţii: sau urma aparţinea unei particule încărcate pozitiv, sau unui electron care se mişca în direcţie opusă, adică nu de sus în jos cum se mişcă particulele cosmice, ci de jos în sus. Ambiguitatea a fost înlăturată prin următoarea experienţă. În

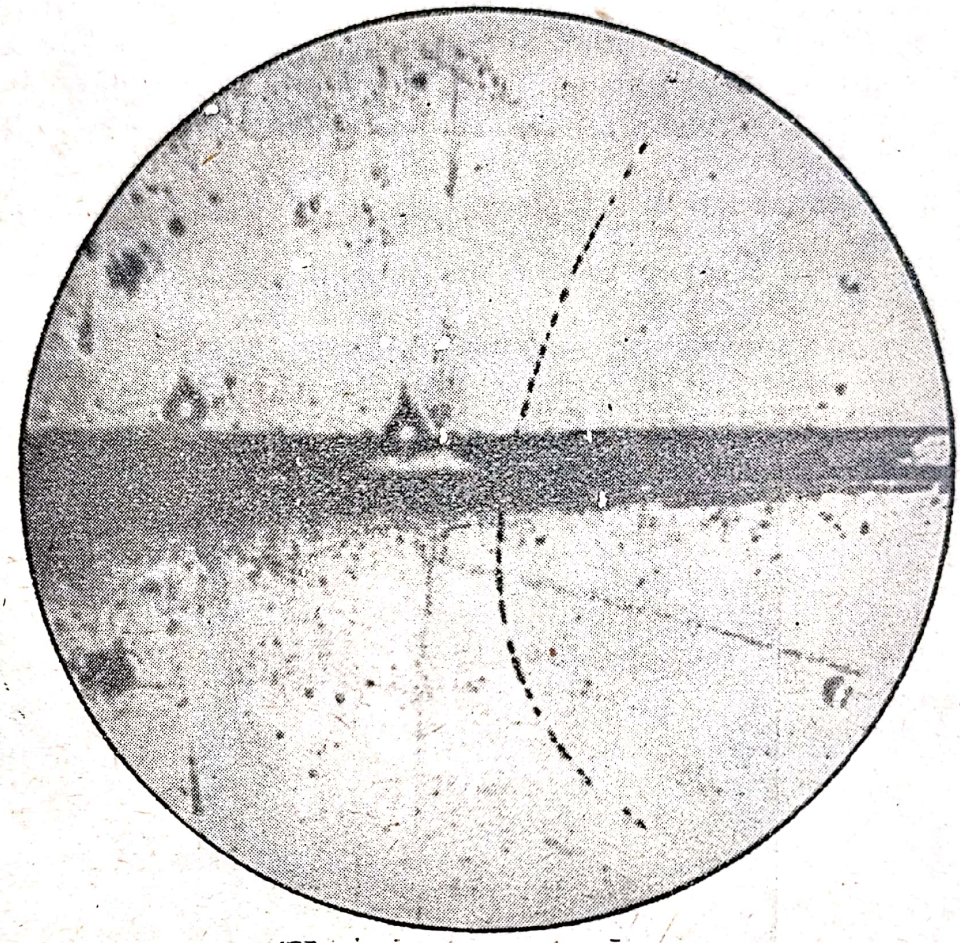


Fig. 11. Urma pozitronului în camera Wilson.

camera Wilson s-a aşezat o placă orizontală de plumb. Trecînd prin această placă particula pierdea o parte din energia sa astfel încît se putea determina uşor în ce direcţie se mişcă. Anderson a reuşit să fotografieze o astfel de particulă ce venise de sus şi se curbase în cîmpul magnetic în sens invers decît electronul. Aceasta era neapărat o particulă pozitivă. Dar nu putea fi proton, căci urma ei era de multe ori mai lungă decît urma unui proton de aceeaşi curbură (fig. 11). Anderson a presupus că particula necunoscută are aceeaşi masă ca şi electronul, însă sarcină pozitivă. El a numit-o pozitron. La acelaşi rezultat au ajuns în anul următor Blackett şi Occhialini perfecţionînd metoda lui Anderson. Ei au obţinut cîteva fotografii ale noii particule.

Scanned with OKEN Scanner

Descoperirea pozitronului a stîrnit un viu interes în rîndul fizicienilor. Ei au început să caute pozitronii nu numai în razele cosmice, ci și în procesele radioactive. Curînd s-a arătat că pozitronii pot să se nască și să moară. Soții Joliot-Curie, Blackett și Occhialini și alți fizicieni au dovedit că pot fi creați pozitroni sub acțiunea razelor gamma. O observație esențială a fost aceea că pozitronii se nasc împreună cu electronii. S-a ajuns la concluzia că numai razele gamma ale anumitor substanțe radioactive pot produce pozitroni. De exemplu, razele gamma ale toriului *C*" cu energia 2,6 milioane de electron-volți crează pozitroni cînd cad pe un ecran de plumb, în timp ce razele gamma ale poloniului cu energia 0,8 milioane de electron-volți nu provoacă

Fig. 12. Generarea unei perechi electron-pozitron în camera Wilson.
Sub placa situată la jumătatea camerei se vede urma curbată a unui electron lent.

efectele așteptate. Numai razele gamma cu o energie peste un milion de electron-volți pot genera pozitroni. Generarea pozitronului și electronului de către cuantele gamma poate fi observată pe fotografia din fig. 12. Un foton (care nu se vede) dă

Scanned with OKEN Scanner

naştere în placa aşezată la mijlocul camerei Wilson unei perechi electron-pozitron formînd o „furcă" caracteristică. Traiectoriile celor două particule sînt curbate în direcţii opuse, deoarece sarcinile lor au semne diferite. Din placă iese urma circulară a unui electron lent. Această fotografie este remarcabilă : privind-o ne convingem cu ochii proprii că *lumina se transformă în particule*. Ulterior s-au studiat în amănunt cele mai variate moduri de apariţie ale perechilor electron-pozitron : sub acţiunea electronilor rapizi, sub acţiunea protonilor sau particulelor alfa, la ciocnirea a doi electroni etc. În toate experienţele electronii nu s-au comportat de loc ca particule „veşnice şi indestructibile", deşi savanţii erau convinşi de elementaritatea lor.

În linii mari am aflat cum se generează perechile electron-pozitron. Experienţele efectuate în ultimii ani au arătat că există şi alte transformări ale electronului şi pozitronului. Pentru a şti care transformări sînt posibile şi care nu sînt ne servim de legile de conservare. Am putea să folosim aceste legi pentru a rezolva problema cum se nasc şi dispar pozitronii ?

Din legea conservării sarcinii rezultă că sarcina nu se poate schimba. De aceea fotonii se pot transforma numai în particule a căror sarcină totală este de asemenea egală cu zero. În cazul nostru această condiţie este îndeplinită, întrucît fotonii generează electroni şi pozitroni totdeauna în perechi. Legea conservării energiei ne indică ce energie este necesară pentru crearea particulelor. Cea mai mică energie care se consumă este în cazul cînd se crează particule în repaus. Energia electronului şi pozitronului în repaus este egală cu 2 mc^2 sau aproximativ cu un milion de electron-volţi. Iată de ce numai razele gamma de mare energie sînt capabile să genereze perechi. Dacă energia fotonilor este mare, atunci o parte din ea contribuie la naşterea particulelor (adică 2 mc^2), iar cealaltă parte se transformă în energia cinetică a electronului şi pozitronului. De exemplu, dacă energia cuantelor gamma este egală cu 1,2 milioane de electron-volţi (razele gamma ale radiului *C*) energia cinetică a pozitronului şi electronului este de aproximativ 0,2 milioane de electron-volţi.

Pînă acum nu am spus cîţi fotoni sînt necesari pentru generarea unei perechi electron-pozitron. S-ar putea oare ca un singur foton să genereze o pereche sau trebuie neapărat doi ? Legea conservării energiei ne dă indicaţii numai asupra energiei care este necesară pentru generare ; s-ar părea că şi un singur foton poate avea această energie. Totuşi dacă luăm în consideraţie şi legea conservării impulsului, constatăm că un

Scanned with OKEN Scanner

foton nu poate să creeze totdeauna o pereche, ci numai în condiţii speciale. Să luăm cazul cel mai comod pentru calcule şi anume cînd electronul şi pozitronul se mişcă în direcţii opuse cu aceeaşi viteză, adică atunci cînd $\mathbf{p}_+ = -\mathbf{p}_-$ ($\mathbf{p}_-$ este impulsul electronului, iar $\mathbf{p}_+$ impulsul pozitronului). Din legea conservării impulsului rezultă că impulsul total trebuie să fie egal cu impulsul fotonului $\mathbf{p}$ Dar în cazul nostru $\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_- = 0$, pe cînd impulsul fotonului $p = \frac{h\nu}{c}$ nu poate fi nul întrucît energia sa $h\nu$ trebuie să fie mai mare de $2mc^2$. Deci rezultă că un singur foton nu poate să genereze o pereche.

Totuşi această concluzie nu este totdeauna adevărată. Mai înainte am presupus că tot impulsul fotonului se transmite perechii. În realitate poate fi şi altfel. Dacă prin apropiere se găseşte un nucleu, el poate să preia impulsul fotonului în clipa transformării, ceea ce înseamnă că o parte din energie va folosi la generarea perechii, iar alta este comunicată nucleului. Cu alte cuvinte, dacă un foton generează o pereche, împreună cu un nucleu, acest nucleu suferă un recul şi legile de conservare sînt respectate. Din această cauză fotonii pot uşor să genereze perechi la trecerea prin materie. Fotografia reprodusă în fig. 12 reprezintă un foton generat în cîmpul nucleului de plumb.

Doi fotoni pot genera o pereche. Pozitronul îl însemnăm cu simbolul e^+, iar pentru electron folosim e^-. Transformarea a doi fotoni în perechea electron-pozitron se poate scrie astfel :

$$2\gamma \longrightarrow e^+ + e^-.$$

În fizica cuantică este cunoscut importantul principiu al reversibilităţii proceselor microcosmului. El spune că dacă există un proces direct oarecare (de exemplu, transformarea unor particule în altele), trebuie să existe neapărat şi procesul invers. Cu alte cuvinte, în reacţiile cu particule elementare săgeata trebuie să indice ambele sensuri. Procesului generării de perechi trebuie să-i asociem procesul invers al transformării perechii electron-pozitron în doi fotoni, ceea ce se poate exprima sub forma :

$$e^+ + e^- \longrightarrow 2\gamma.$$

Transformarea perechii în fotoni se numeşte anihilare, ceea ce ar însemna „distrugerea“ perechii. Această denumire nu este prea fericită, deoarece ea ar apare pentru nespecialişti drept o transformare a perechii în nimic. Energia fotonilor creaţi prin anihilare este egală cu energia electronului şi pozitronului, deci

în orice caz nu trebuie să fie mai mică decît energia de repaus a perechii $2mc^2$. De obicei perechea electron-pozitron își sfîrșește existența atunci cînd particulele se mișcă încet și impulsul lor este apropiat de zero. Din legea conservării reiese că și impulsul total al fotonilor ce vor rezulta în urma anihilării va fi apropiat de zero, cei doi fotoni sînt emiși în direcții opuse, fiecare dintre ei luînd cu sine jumătate din energia totală, adică mc^2. Asemenea raze gamma se observă în realitate.

Descoperirea pozitronului reprezintă un fapt de o importanță excepțională.

Pînă la descoperirea pozitronului a existat părerea că „lumina nu se poate transforma în materie ponderabilă". Generarea perechilor și fenomenul de anihilare au devenit o confirmare a faptului că multe proprietăți ale materiei ponderabile și radiației trebuie să fie puse în același rînd și că în unele relații deosebirile între ele sînt mai degrabă cantitative decît calitative. Masa de repaus a fotonului este nulă, iar masa de repaus a celorlalte particule elementare este diferită de zero ; spinul fotonului este egal cu 1, iar spinul electronului și protonului sînt egale cu $\frac{1}{2}$ Acestea sînt deosebirile dintre foton și alte particule elementare.

Transformarea pozitronului a adus din nou la ordinea zilei problema „ce este o particulă elementară". Astăzi a devenit naivă interpretarea acestei noțiuni ca „element veșnic și neschimbat al universului". În schimb a apărut transformarea reciprocă a particulelor.

Particule și antiparticule

În realitate pozitronul a fost prezis teoretic încă înainte de primele experiențe ale lui Anderosn. Din teoria lui Dirac, dezvoltată înainte de descoperirea pozitronului, rezulta că alături de electron trebuie să existe încă o particulă cu aceeași masă ca acesta, dar cu sarcină de semn schimbat. Teoria lui Dirac a mai prevăzut și surprinzătoarele transformări ale electronului și pozitronului. Dar calea pe care a ajuns Dirac la teoria sa asupra electronului nu era dintre cele obișnuite și de aceea experimentatorii timpului său nu aveau încredere în ea. În vremea aceea fizicienii încă nu erau obișnuiți ca teoria să poată prezice particulele elementare ; pozitronul a fost prima particulă a cărei existență a decurs din teorie.

Încă în anul 1928 Paul Dirac a propus ecuația care pentru electron trebuia să joace același rol ca și ecuațiile de mișcare

Scanned with OKEN Scanner

ale lui Newton pentru corpurile macroscopice. Construind ecuaţia sa, Dirac s-a sprijinit pe principiile cele mai generale ale teoriei relativităţii şi teoriei cuantice. În această ecuaţie intervin numai două mărimi experimentale : sarcina şi masa electronului. În acelaşi timp, din ecuaţia lui Dirac s-au obţinut automat şi spinul electronului şi nivelele de energie ale atomului de hidrogen, iar concordanţa cu experienţa a fost perfectă. Acesta a constituit un mare succes şi el a constrîns pe toţi neîncrezătorii să se convingă de justeţea noilor ecuaţii ale electronului.

S-au ivit şi unele particularităţi ciudate ale ecuaţiei lui Dirac. S-a arătat că ea are soluţii atît pentru valori pozitive ale energiei, cît şi pentru valori negative. Dar noi ştim că energia, ca şi masa, poate să aibă numai valori pozitive deoarece numai soluţiile cu energia pozitivă au un sens fizic : particula nu poate avea energie negativă. S-au făcut multe încercări de a elimina energia negativă, dar toate au rămas fără succes, iar unele au dus chiar la contradicţii în cadrul teoriei şi rezultatele erau atunci în neconcordanţă cu experienţa. S-a ajuns deci la concluzia că teoria, care concorda bine cu experienţa, conţinea în sine o mărime fără sens — energia negativă.

Dirac a găsit ieşirea din această situaţie. Printr-un raţionament ingenios el a demonstrat că starea electronului cu energie negativă trebuie să descrie de fapt un pozitron. Pozitronul a fost tratat de Dirac ca o „gaură“ cu energie negativă în distribuţia electronilor, ceea ce multora li s-a părut paradoxal. Mai tîrziu toate concluziile din cadrul teoriei pozitronului s-au obţinut pe baza acestei reprezentări.

Încă înainte de descoperirea pozitronului pe fizicieni i-a mirat că nu există o situaţie similară a sarcinilor pozitive şi negative în natură. De ce nucleele conţin particule grele pozitive (protoni), iar particule negative cu aceeaşi masă nu există ? De ce există o particulă uşoară negativă (electronul) şi nu există şi o particulă uşoară cu sarcină pozitivă ? Asimetria naturii faţă de semnul sarcinii părea de neînţeles. Descoperirea pozitronului a micşorat asimetria şi a adus speranţa că în realitate legile naturii sînt totuşi simetrice faţă de semnul sarcinii, iar asimetria observată la atom se explică prin cine ştie care cauze întîmplătoare. Soluţia posibilă a acestei probleme a fost dată de teorie. S-a ajuns la concluzia că toate rezultatele teoriei lui Dirac pot fi deduse din necesitatea simetriei legilor naturii faţă de sarcină. Mai precis, teoreticienii au postulat invarianţa legilor naturii faţă de conjugarea de sarcină.

Scanned with OKEN Scanner

În ce constă principiul conjugării de sarcină ?

În mod elementar, conjugarea de sarcină poate fi înțeleasă ca simetria în raport cu semnul sarcinii, adică fiecare particulă încărcată trebuie să aibă antiparticula sa, de care se deosebește prin semnul sarcinii. Astfel antiparticula electronului este pozitronul. Dar principiul conjugării de sarcină este mai larg decît simetria de sarcină — el se referă nu numai la particulele încărcate, ci la toate particulele elementare. Alături de o particulă oarecare (încărcată sau neutră) trebuie să existe antiparticula, ceea ce înseamnă că simpla existență a protonului, neutronului și fotonului atrage după sine existența antiprotonului, antineutronului și antifotonului. De fapt fotonul și antifotonul au proprietăți identice ; fotonul și antifotonul sînt una și aceeași particulă. Principiul conjugării de sarcină spune că legile naturii nu se schimbă dacă înlocuim toate particulele cu antiparticule. Cu alte cuvinte aceleași legi care guvernează viața atomilor, vor guverna și viața antiatomilor compuși din antiprotoni, antineutroni și pozitroni.

Astfel descoperirea pozitronului a prevestit alte noi descoperiri. Tot aceeași teorie care ne dă proprietățile pozitronului a prezis noile particule : antiprotonul, antineutronul și probabil altele care vor fi cunoscute în viitor. Toate aceste fapte au adus încrederea deplină în teoria lui Dirac, întrucît justețea principiului de bază a fost demonstrat nu numai pe exemplul pozitronului, ci și al multor fenomene care se explică cu ajutorul ecuației lui Dirac. Astfel proprietățile antiparticulelor sînt complet definite : masa lor este egală cu masa particulelor, spinul coincide cu spinul particulelor, sarcina este egală și de semn contrar cu cea a particulelor. Momentul magnetic de spin al antiparticulelor are semn opus momentului magnetic de spin al particulelor. Transformarea particulelor și antiparticulelor trebuie să ne amintească în multe privințe transformarea electronului și pozitronului.

Astfel antiprotonul are masa protonului și sarcina negativă. Neutronul nu are sarcină, deci și antineutronul va fi o particulă neutră, totuși ele trebuie să se deosebească. Cîteva transformări în care participă neutronul vor fi interzise pentru antineutron ; ceea ce deosebește particula de antiparticulă, în acest caz, va fi semnul momentului magnetic.

Pentru crearea perechilor proton-antiproton sau neutron-antineutron este necesară o energie foarte mare. Masa de repaus a protonului sau a neutronului întrece aproape de două mii de ori masa electronului, deci energia pentru crearea perechii pro-

Scanned with OKEN Scanner

ton-antiproton trebuie să fie de cîteva mii de ori mai mare decît energia cheltuită în cazul perechii electron-pozitron. Pentru crearea perechilor în cazul particulelor grele energia necesară se măsoară în miliarde de electron-volţi. O asemenea energie gigantică se găseşte în razele cosmice. În laborator s-au putut obţine particule cu energie de ordinul miliardelor de electron-volţi în anul 1953. De aceea abia în 1955 un grup de fizicieni americani [1]) au observat antiprotoni printre particulele create de protonii cu energie de 6,2 miliarde de electron-volţi la bevatronul Universităţii din California. Peste puţin timp a fost confirmată şi existenţa antineutronului.

Astfel ca urmare a descoperirii pozitronului cunoştinţele noastre asupra proprietăţilor de simetrie a naturii s-au îmbogăţit cu principiul conjugării de sarcină. Experienţele efectuate în anii 1956—1957 asupra neconservării parităţii (v. cap. VI) au adus noi completări în domeniul problemelor legate de antiparticule.

Conservarea energiei sau o particulă nouă ?

Următoarea particulă elementară a cărei existenţă a fost prevăzută teoretic este neutrino. Dar spre deosebire de pozitron, abia după 20 de ani de la data apariţiei teoriei s-au putut obţine dovezi directe asupra existenţei ei. Totuşi fizicienii au perseverat în a crede că ea este o particulă reală, deoarece legea cea mai importantă a ştiinţelor naturii, legea conservării energiei, ar fi fost zdruncinată dacă nu ar fi existat neutrino. Această încredere a fost susţinută şi de faptul că, deşi neutrino nu poate fi văzut, el se face simţit în multe experienţe.

Încă la începutul secolului al XX-lea s-a stabilit că nucleele atomice pot să se dezintegreze emiţînd electroni. Acest fenomen se numeşte dezintegrarea beta. Nucleul emite un electron transformîndu-se într-un alt nucleu avînd sarcina mai mare cu o unitate decît primul. Întrucît masa electronului este neînsemnată în comparaţie cu masa nucleului, numărul de masă nu se schimbă. De exemplu, nucleul de potasiu (numărul de masă 40, numărul atomic 19) trece prin dezintegrarea beta în nucleul de calciu (numărul de masă 40, numărul atomic 20), după reacţia :

$$K_{19}^{40} \longrightarrow Ca_{20}^{40} + e^{-}.$$

[1]) Pentru descoperirea antiprotonului E. Segre şi O. Chamberlain au primit premiul Nobel de Fizică pe anul 1959. La descoperire au participat şi C. Wiegaud şi T. Ypsilanti (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Despre ce este vorba în asemenea fenomene? Dacă din nucleu ies electroni, aceasta înseamnă că el conţine electroni — această concluzie se impune de la sine. Dar lucrurile nu stau chiar aşa! Raţionamente cuantice simple înlătură hotărît ideea că în interiorul nucleului ar putea să existe electroni. Să ne amintim mai înainte de toate că dimensiunile nucleului sînt foarte mici chiar şi în comparaţie cu atomul, dimensiunile liniare fiind de ordinul $r_0 \sim 10^{-13}$ cm. Ce s-ar întîmpla dacă am încerca să introducem un electron într-un domeniu cu asemenea dimensiuni? Din relaţia de nedeterminare pentru coordonate şi impuls $\Delta p \cdot \Delta x \geqslant \hbar$ găsim că dacă nedeterminarea coordonatei este $\Delta x \sim r_0$, impulsul electronului trebuie să nu fie mai mic decît $\Delta p \sim \hbar / r_0$. Acestui impuls îi corespunde o energie cinetică a electronului de ordinul sutelor de milioane electron-volţi. Dar un electron cu o asemenea energie nu poate să se afle în nucleu, întrucît energia de legătură este mult mai mică. Cu alte cuvinte, electronii nu pot exista în nucleu, acesta fiind foarte mic.

Se pune atunci întrebarea: de unde provin electronii în dezintegrarea beta? Putem face o analogie cu atomul. În atomi nu există fotoni şi totuşi ei emit şi absorb fotoni. Am văzut că fotonii respectivi se nasc în clipa cînd atomul trece de la un nivel energetic la altul mai coborît. Acest fapt nu ne-a mirat, deoarece ştim că fotonii sînt particule de lumină şi lumina nu este conţinută în interiorul atomului. Aproape la fel se explică şi faptul că deşi electronii nu sînt conţinuţi în nucleu, ei sînt totuşi emişi de acesta. În momentul cînd nucleul se transformă, apar electroni; şi dacă mai socotim că electronul şi fotonul sînt particule cu aceleaşi drepturi, atunci asemănarea lor în comportare nu trebuie să ne mire.

Examinarea pe cale experimentală a dezintegrării beta a scos la iveală dificultăţi în interpretarea acestui fenomen. Datele experimentale păreau a fi în contradicţie evidentă cu cele două legi de conservare, a energiei şi momentului cantităţii de mişcare. Dificultatea consta în următoarele. După cum am mai spus, emisia unui electron de către nucleu prin dezintegrarea beta este analogă emisiei de lumină din atomi. Atomii emit fotoni atunci cînd trec de pe un nivel energetic pe altul şi de aceea energia acestor fotoni are totdeauna o valoare bine determinată. Spectrul fotonilor emişi este discret şi corespunde nivelelor de energie din atom.

Prin urmare trebuie să ne aşteptăm ca şi energia electronilor emişi din nucleu la trecere de pe o treaptă energetică pe alta

Scanned with OKEN Scanner

să fie de asemenea bine determinată şi egală cu „înălţimea“ treptei. Dar din experienţe a reieşit că energia electronilor în dezintegrarea beta nu are o valoare determinată. Era ca şi cum electronul, ieşind din nucleu, ar lua cu sine numai o parte a energiei, iar această parte ar avea valori diferite în experienţe diferite.

Pînă acum s-a presupus că toate cele patru particule cu care am făcut cunoştinţă sînt stabile. Dar s-a dovedit că această proprietate o au numai protonul, fotonul şi electronul ; comportarea neutronului depinde de faptul dacă este liber sau se găseşte în nucleu. Cînd se află legat în nucleu, neutronul poate fi stabil, iar în stare liberă suferă dezintegrarea beta. Vom studia acum dezintegrarea neutronului ca exemplu de dezintegrare beta.

Neutronul liber se dezintegrează în medie în 17,3 min. Aceasta înseamnă că dacă la ora 10 dimineaţa am avut 270 neutroni liberi, la ora 10 şi 17,3 min au rămas numai 100. Cum se dezintegrează neutronul ? Din legea conservării sarcinii rezultă că neutronul se poate dezintegra într-un proton şi un electron. Această transformare este posibilă şi din punct de vedere energetic, deoarece energia de repaus a protonului plus energia de repaus a electronului este mai mică decît energia de repaus a neutronului cu de 1,5 ori energia de repaus a electronului. Practic întreaga energie cinetică a neutronului este transmisă electronului. Astfel dacă presupunem că neutronul n se dezintegrează după schema :

$$n \longrightarrow p + e^-$$

atunci energia electronului va fi egală cu

$$[(\text{masa neutronului}) - (\text{masa protonului}) - (\text{masa electronului})]\, c^2$$

unde c este viteza luminii. Această energie reprezintă aproximativ 780 000 eV. Totuşi experimental se observă foarte rar electroni cu asemenea energie. Cea mai mare parte a electronilor are energia mult mai mică, se întîlnesc însă şi electroni cu energii de la zero la 780 000 eV. Unde dispare restul de energie ? Poate electronii pierd energie pe parcurs din cauza ciocnirilor cu atomii ? Pentru a se studia această posibilitate s-a introdus o substanţă radioactivă în calorimetru şi s-a măsurat energia rezultată prin dezintegrare. Ar fi trebuit ca toată energia să rămînă în calorimetru, întrucît învelişul de plumb al aparatului reţinea în interior toată radiaţia beta. Dar nu se întîmplă aşa :

Scanned with OKEN Scanner

energia rezultată prin dezintegrare era mai mică decît ar fi trebuit să fie! Legea conservării energiei, cea mai importantă dintre toate legile de conservare, atîrna în aer!

Dar dezintegrarea beta nu contrazicea numai legea conservării energiei, ci şi legea conservării momentului cantităţii de mişcare. Se crease o situaţie dificilă. În revistele de fizică deja începuseră să apară articole care renegau legea conservării energiei.

Ieşirea din această situaţie a fost găsită de fizicianul elveţian Pauli în anul 1934. El a presupus că o dată cu electronul se emite încă o particulă, care ulterior a fost denumită neutrino („neutron mic"). Ipoteza lui Pauli a salvat legile de conservare. În realitate, nu dispare energia ci este preluată de neutrino. Care sînt proprietăţile neutrinului? Aplicînd legea conservării sarcinii, rezultă că neutrinul nu are sarcină, aceasta fiind nulă, iar suma sarcinilor protonului şi electronului este de asemenea nulă. Masa neutrinului s-a presupus egală sau aproape egală cu zero. Neutrinul se notează de obicei prin litera grecească ν (niu); putem deci să scriem schema de dezintegrare beta a neutronului:

$$n \longrightarrow p + e^- + \nu.$$

Făcînd apel la legea de conservare a momentului cantităţii de mişcare s-a găsit că spinul neutrinului este egal cu $\frac{1}{2}$. Astfel rezultă că el este fermion, ca şi electronul, protonul şi neutronul.

Proprietăţile neutrinului fac din el o particulă „invizibilă"; neutrinul se observă experimental foarte greu. O particulă se poate detecta uşor dacă este încărcată, deoarece ea interacţionează cu electronii şi protonii atomului, iar la trecerea prin atom produce sfărîmarea acestuia ceea ce este uşor de observat. Particula neutră grea, neutronul, trece prin materie mult mai încet decît electronii, cu toate că nu are sarcină. Dar neutronul interacţionează puternic cu nucleele, ceea ce permite să o detectăm după reacţiile pe care le provoacă. Neutrinul nu are sarcina şi se pare că nu are nici masă de repaus. În afară de aceasta, el interacţionează foarte slab cu celelalte particule: de exemplu, interacţiunea neutrinului cu protonii şi electronii este aproximativ de 10^{12} ori (o mie de miliarde) mai slabă decît interacţiunea electromagnetică. Astfel toate proprietăţile neutrinului sînt negative: sarcină nu are, masă de repaus nu are şi interacţionează foarte slab. Nu este deci de mirare că el a trecut nestingherit prin pereţii aparatelor cu care fizicienii au încercat

Scanned with OKEN Scanner

să-i reţină. Neutrinul poate să treacă fără a provoca reacţii prin toată grosimea globului pămîntesc — de la polul sud la polul nord sau în orice altă direcţie.

Ipoteza existenţei neutrinului nu a înlăturat toate greutăţile: legile de conservare au rămas valabile, dar s-a introdus o particulă nouă. Pentru a epuiza problema trebuia dovedită experimental existenţa neutrinului. Însă proprietăţile lui neobişnuite au făcut din aceasta o problemă extrem de dificilă. „A vedea" neutrinul înseamnă „a vedea" o reacţie provocată de el. Or transformările în care apare neutrinul sînt fenomene foarte rare. Iată una dintre ele: la ciocnirea unui neutrino cu un neutron pot să rezulte un proton şi electron, după schema următoare:

$$\nu + n \longrightarrow p + e^{-}.$$

Însă pentru a avea şansa să vedem măcar o singură transformare de acest gen trebuia un flux puternic de neutrini, flux pe care savanţii nu puteau spera să-l obţină la acea dată. Abia în ultimii ani s-a folosit fluxul de neutrini care iese dintr-un reactor nuclear şi s-a detectat această particulă (v. cap. V).

Cu toate că pînă în ultimul timp nimeni nu a putut „să vadă" neutrinul, fizicienii au fost convinşi de existenţa lui, întrucît au întîlnit o mulţime de dovezi ce conduceau la această concluzie. Puţin timp după ce Pauli a emis ipoteza neutrinului, Fermi a construit teoria dezintegrării beta bazîndu-se pe această ipoteză; teoria aceasta era în bună concordanţă cu experienţa. Apoi, pe măsură ce s-au studiat reacţiile nucleare şi particulare elementare, s-au descoperit noi reacţii care nu puteau fi explicate decît cu ajutorul neutrinului. Prima reacţie de acest gen a fost dezintegrarea beta prin pozitroni. Simetria dintre electroni şi pozitroni a atras după sine concluzia că trebuie să existe şi reacţii simetrice. Într-adevăr, în anul 1934 Irène şi Fréderic Joliot-Curie au descoperit dezintegrarea beta prin pozitroni, fenomen în care se emite un pozitron şi un neutrino, nucleul pierzînd o unitate de sarcină pozitivă. Astfel din nucleul cu numărul atomic Z se obţine nucleul cu numărul $Z-1$, avînd aceeaşi masă. De exemplu, nucleul de carbon (numărul atomic 6, greutatea atomică 11) suferă dezintegrare beta prin pozitroni, trecînd în nucleul de bor cu aceeaşi greutate atomică, dar avînd $Z=5$, după cum urmează:

$$C_6^{11} \longrightarrow B_5^{11} + e^{+} + \nu.$$

Mai tîrziu cînd au fost descoperiţi mezonii s-a dovedit că este de asemenea imposibil de explicat dezintegrarea acestora

Scanned with OKEN Scanner

fără ajutorul neutrinului. Neutrinul a ocupat un rol important în lumea particulelor elementare.

Pînă aici s-a presupus implicit că există un singur tip de neutrino. Dar aceasta nu este adevărat; ca şi celelalte particule, neutrinul trebuie să aibă antiparticula sa. Este posibil ca antineutrinul să coincidă cu neutrinul. Dacă însă cele două particule sînt deosebite, atunci reacţia precedentă se scrie altfel. Este indiferent ce particulă numim neutrino şi ce particulă numim antineutrino. Dacă vom considera că la dezintegrarea beta pozitivă apare un antineutrino, atunci ea se scrie:

$$C_6^{11} \longrightarrow B_5^{11} + e^+ + \bar{\nu}.$$

Există oare antineutrino? Datele cele mai noi asupra simetriei particulelor elementare, stabilite în anii 1956—1957, pledează în favoarea antineutrinului. În cap. VI ne vom referi din nou la această problemă, în legătură cu paritatea.

Pînă în anii 1934—1935 se cunoşteau deci nouă [1]) particule elementare: cinci (neutronul, protonul, pozitronul, electronul şi fotonul) observate experimental şi patru (antiprotonul, antineutronul, neutrino şi antineutrino) care nu fuseseră confirmate experimental.

A început lupta pentru particule de energie mare

Fizica particulelor elementare tinde spre cucerirea energiilor mari. După cum aviaţia viitorului va fi aviaţia vitezelor şi înălţimilor mari, tot aşa şi fizica particulelor elementare va fi fizica particulelor de energii supraînalte. Fiecare etapă în dezvoltarea aviaţiei poate fi caracterizată prin viteza obţinută. Astfel se vorbeşte despre epoca avioanelor cu elice, care a fost depăşită de epoca avioanelor cu reacţie şi se întrevede începutul epocii rachetoplanelor! În pătrunderea noastră în lumea particulelor elementare fiecare domeniu de energie cucerit reprezintă de asemenea o epocă. Ca exemplu poate servi descoperirea pozitronului şi a transformărilor sale. Dacă nu ar fi existat în natură particule cu energii peste un milion de electron-volţi, nu am fi putut să observăm naşterea şi dispariţia pozitronului.

Energiile mari sînt necesare pentru a observa procesele de generare şi transformare ale particulelor elementare. Relaţia lui Einstein

$$\text{energia} = (\text{masa}) \times (\text{viteza luminii})^2$$

[1]) Vezi N. Red. la p. 7.

Scanned with OKEN Scanner

arată că energia necesară pentru a se naşte o particulă este cu atît mai mare cu cît masa este mai mare. Pentru a obţine o pereche electron-pozitron se cere o energie care să nu fie mai mică decît un milion de electron-volţi, iar pentru a genera un antiproton este necesară o energie de miliarde de electron-volţi. Astfel, pe măsură ce ne deplasăm în domeniul energiilor din ce în ce mai mari se deschide un cerc din ce în ce mai larg de particule a căror naştere şi transformări le putem observa.

Particulele de mare energie sînt absolut necesare pentru a stabili dacă particulele elementare au o structură.

Cu cît este mai mare energia particulelor care se ciocnesc, cu atît sînt mai mari şansele să aflăm ce se petrece la distanţe mici între ele şi deci să punem în evidenţă structura lor.

Acest fapt se poate explica cu ajutorul relaţiei de nedeterminare $\Delta p \cdot \Delta x \geqslant \hbar$ pentru coordonata x şi impulsul p. Să presupunem că vrem să ştim ce se petrece la distanţa mică a, cînd se ciocnesc două particule elementare. În acest caz trebuie ţinut cont de faptul că dacă coordonata particulei este determinată cu o precizie a, nedeterminarea în impuls va fi $\Delta p \geqslant \frac{\hbar}{a}$ şi, prin urmare, nedeterminarea în energia particulei nu va fi mai mică decît $\sqrt{c^2(\Delta p)^2 + m^2c^4}$. Deci cu cît distanţa a va fi mai mică, cu atît trebuie să fie mai mare impulsul particulelor şi cu atît mai mare trebuie să fie energia lor.

Iniţial unicul izvor de particule cu energii mari erau razele cosmice. Venind din adîncurile necunoscute ale spaţiului interstelar, razele cosmice se compun din particule de mare energie care atinge uneori valori gigantice, întrecînd de sute de milioane şi miliarde de ori energiile cele mai înalte obţinute în prezent în laboratoare. Pătrunzînd în atmosfera globului terestru, particulele din razele cosmice — particulele primare — sînt frînate pierzînd energia lor în reacţiile cu nucleele atomice din aer şi generînd o mulţime de particule secundare. Cea mai mare parte a razelor cosmice, observate la nivelul mării, este generată în atmosfera pămîntească. Energia particulelor secundare este cu mult mai mică decît energia particulelor primare. Faptul cel mai interesant pentru fizicieni îl constituie reacţiile pe care le provoacă particulele primare rapide. De aceea fizicienii se străduiesc să ridice cît se poate de sus aparatele pentru a intercepta particulele primare acolo unde ele se încetinesc şi se multiplică în atmosfera terestră. Staţiile pentru studiul razelor cosmice se construiesc în regiunile de mare altitudine; pentru observaţii se folosesc şi baloane sondă ridicate la înălţimi de cîteva zeci

Scanned with OKEN Scanner

de kilometri, dotate cu aparate de înregistrare automată care transmit indicaţiile pe Pămînt, precum şi rachete lansate mai sus de o sută kilometri. În prezent studiul razelor cosmice a ieşit deja din limitele atmosferei terestre ; sateliţii [1]) ne-au furnizat date asupra razelor cosmice din spaţiul interplanetar. Eforturile şi perseverenţa savanţilor în studiul razelor cosmice nu au fost zadarnice. Anume aici s-a descoperit pozitronul şi, după cum vom vedea mai departe, tot aici au fost găsite pentru prima oară aproape toate particulele noi.

Dar studiul particulelor elementare pe calea observaţiilor asupra razelor cosmice prezintă o serie de dificultăţi. Mişcările particulelor din razele cosmice nu sînt supuse voinţei oamenilor de ştiinţă ; este greu să studiem, de exemplu, dependenţa de energie a transformărilor particulelor precum şi alte fenomene. În afară de aceasta, fluxul de particule cosmice este foarte slab şi de aceea trebuie să aşteptăm mult timp pentru a putea înregistra un fenomen interesant. Din aceste motive, pentru a cerceta în mod detaliat interacţiunea particulelor, este imposibil să ne sprijinim numai pe informaţiile obţinute din razele cosmice. Este deci necesar să se creeze în mod artificial particule de mare energie, acele „proiectile" care permit să se studieze proprietăţile particulelor elementare cunoscute şi să se genereze altele noi.

Pentru ca studiul particulelor elementare să se facă repede şi amănunţit sînt necesare fluxuri imense de diferite particule, adică proiectilele cu cele mai diferite viteze.

Fizica a intrat în lupta pentru obţinerea particulelor de energii mari la începutul deceniului al patrulea cînd savanţii au construit pentru prima oară acceleratori de particule încărcate. Acceleratorul cu cele mai frumoase perspective s-a dovedit a fi acceleratorul ciclic — ciclotronul — construit după ideea lui Lawrence. Schema ciclotronului este reprezentată în fig. 13. Între polii unui magnet puternic (cîmpul magnetic fiind perpendicular pe planul cutiei) se află o cutie metalică tăiată în două părţi A şi B care se numesc duanţi (de-uri). În interiorul acestei cutii se accelerează particulele. Aerul din interiorul cutiei este evacuat pentru a nu împiedica mişcarea particulelor. Duanţilor li se aplică o tensiune electrică alternativă, nu prea mare, care acţionează în intervalul dintre duanţi (intervalul de accelerare).

---

[1]) Şi rachetele interplanetare, lansate după apariţia lucrării de faţă în limba rusă ((N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Accelerarea particulelor se petrece în felul următor : În centru, între duanţi, se află o sursă de particule încărcate, de exemplu protoni. Protonul expulzat din această sursă este accelerat de cîmpul electric ce acţionează în intervalul dintre duanţi şi ajunge în duantul stîng. În acest duant el se mişcă numai sub acţiunea cîmpului magnetic care îi curbează traiectoria şi îl aduce din nou în intervalul accelerator. Frecvenţa de variaţie a cîmpului accelerator dintre duanţi este constantă şi astfel aleasă încît în momentul întoarcerii protonului în deschizătură să îl accelereze. Protonul astfel accelerat de cîmpul electric continuă drumul său în duantul drept pe o circumferinţă de rază mai mare, dar în acelaşi interval de timp ca şi înainte. În intervalul accelerator el primeşte o nouă porţie de energie etc. Cîmpul dintre duanţi se schimbă în „ritm“ cu mişcarea protonului. La fiecare întoarcere a protonului, viteza şi raza traiectoriei sale se măresc, dar timpul de întoarcere rămîne constant. Acest drum parcurs de proton are forma unei spirale. Protonii accelerați ies din ciclotron şi sînt îndreptaţi asupra unei ţinte. Ca urmare a ciocnirii cu nucleele ţintei pot să se producă diferite reacţii.

Primele ciclotroane s-au construit pentru studiul structurii nucleelor atomice. Dezintegrarea nucleelor şi studiul forţelor nucleare — aceasta a fost problema principală în fizică la acea dată. Cercetarea nucleelor a adus multe elemente noi pentru înţelegerea proprietăţilor particulelor din nucleu : protonii şi neutronii.

Multe informaţii preţioase despre nucleu au furnizat şi alţi acceleratori : acceleratorii liniari, betatronul, generatorul Van de Graaff. Dar importanţa acestora este mai mare pentru fizica nucleară, în timp ce în studiul particulelor elementare nu au

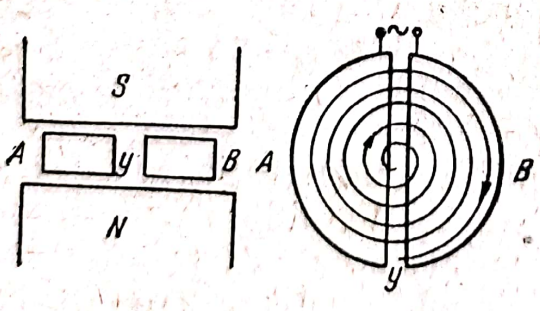


Fig. 13. Schema ciclotronului : *A* şi *B* — duanţii ; *S* şi *N* — polii magnetului între care se află duanţii ; *y* — intervalul accelerator. Drumul parcurs de particulă are forma unei spirale.

jucat un rol important. O importanţă esenţială pentru fizica particulelor elementare a avut-o ciclotronul perfecţionat — sincrociclotronul sau fazotronul, şi ulterior sincrofazotronul, despre care se va vorbi mai departe.

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL III

PARTICULELE NECESARE PENTRU EXPLICAREA FORȚELOR NUCLEARE

Imediat după descoperirea neutronului și a structurii nucleului s-a ivit întrebarea : ce forțe țin legați protonii și neutronii în nucleu ? Datele experimentale arătau că forțele nucleare posedă proprietăți neobișnuite dintre care una — colosala energie intranucleară — joacă un rol hotărîtor în folosirea practică a energiei atomice. Problema forțelor nucleare a devenit o problemă importantă a fizicii și se părea că această problemă poate fi rezolvată numai cu ajutorul fizicii particulelor elementare : pentru explicarea lor erau necesare noi particule.

Proprietățile caracteristice ale forțelor nucleare

În timpul cînd s-a descoperit neutronul se cunoșteau numai două tipuri de forțe : forțele electromagnetice și forțele gravitaționale. Gravitația este o proprietate a tuturor corpurilor din natură : două corpuri oarecare se atrag reciproc cu o forță proporțională cu produsul maselor. Cu cît este mai mare masa corpurilor, cu atît este mai puternică atracția gravitațională. Forțele gravitaționale sînt mari pentru corpurile astronomice : legile gravitației sînt cele care dirijează mișcarea planetelor în sistemul solar. Luna și sateliții artificiali se rotesc în jurul Pămîntului sub acțiunea forțelor gravitaționale. La fel se întîmplă și în cazul rotației planetelor în jurul Soarelui. Totuși între corpurile obișnuite atracția gravitațională este mică ; de exemplu, nu vom lua în considerație niciodată forțele gravitaționale dintre un automobil și o casă sau dintre două corăbii.

În lumea particulelor elementare, din cauza masei mici a acestora, forțele gravitaționale sînt foarte mici, astfel încît putem să le neglijăm.

Forțele electromagnetice acționează numai între corpurile care au sarcină electrică sau în care curg curenți electrici. Întîl-

Scanned with OKEN Scanner

nim adeseori forţele electromagnetice atunci cînd studiem structura materiei. Se poate spune că forţele electromagnetice guvernează lumea atomilor şi moleculelor; ele acţionează între electroni, ele leagă electronii negativi de nucleul pozitiv al atomului. Forţele electrice dintre particulele elementare întrec de multe ori forţele gravitaţionale. De exemplu, forţa de interacţiune electrică între doi electroni este aproximativ de 10^{43} ori mai mare decît forţa gravitaţională dintre aceleaşi particule. Este greu să ne imaginăm o cifră atît de mare. Forţele electrice sînt forţe cu raza de acţiune mare: ele descresc încet cu distanţa. Din legea lui Coulomb rezultă că forţa este invers proporţională cu pătratul distanţei, adică la dublarea distanţei forţa se micşorează de patru ori.

Atît forţele electromagnetice cît şi forţele gravitaţionale nu sînt capabile să explice stabilitatea nucleului, deoarece forţele gravitaţionale sînt foarte mici, iar cele electrice tind să distrugă nucleul, întrucît ele acţionează numai între protoni, adică între particule de aceeaşi sarcină. Pentru a putea înţelege stabilitatea nucleului a trebuit să se presupună că între particulele din nucleu acţionează forţe speciale — forţele nucleare de natură neelectromagnetică.

Ce proprietăţi specifice au aceste forţe? Experienţele au arătat că ele sînt foarte mari: fără a mai lua în consideraţie respingerea electrică puternică dintre protoni, în nucleu fiecare particulă este legată de celelalte cu o energie de ordinul a 7 milioane de electron-volţi. Această energie este de 500 000 de ori mai mare decît energia care leagă electronul în atomul de hidrogen! Energia intranucleară poate fi eliberată prin restructurarea nucleelor atomice, adică prin dezintegrarea sau sinteza acestora. În aplicaţiile practice, energia intranucleară este cunoscută sub denumirea de „energie atomică". Descoperirea energiei atomice este cea mai mare cucerire a ştiinţei şi tehnicii zilelor noastre.

Următoarea proprietate importantă a forţelor nucleare se referă la dimensiunile nucleului. Nucleul este foarte mic în comparaţie cu atomul: cum am mai spus, distanţele atomice sînt aproximativ de 10 000 ori mai mari decît cele nucleare. Faptele experimentale arată că în exteriorul nucleului forţele nucleare practic nu există. Aceasta înseamnă că ele au o rază de acţiune mică, adică sînt forţe mari pe distanţe scurte, de ordinul distanţei dintre particule în nucleu, şi aproape nule pe dis-

Scanned with OKEN Scanner

tanţe mari. Raza de acţiune a forţelor nucleare este aproximativ $1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm. Această proprietate explică dece nu ne lovim de forţele nucleare în lumea corpurilor mari.

Astfel am ajuns la următoarele două proprietăţi esenţiale ale forţelor nucleare: valoare mare şi rază mică de acţiune. Aceste proprietăţi dovedesc că ele nu sînt de natură electromagnetică şi trebuie explicate înainte de toate în mod teoretic.

Ce este interacţiunea? Fotoni virtuali

Cînd s-a pus pentru prima oară problema forţelor nucleare, teoreticienii ştiau deja să explice cum se produce interacţiunea electromagnetică. Această ideie a şi fost pusă la baza explicării forţelor nucleare. Mai mult, ea a devenit conducătoare şi în studiul altor fenomene de interacţiune între particulele elementare. O noţiune importantă cu care va trebui să facem cunoştinţă este noţiunea de „proces virtual", în particular de „foton virtual".

Interacţiunea electrică între două sarcini este bine cunoscută multora încă din şcoala medie: două sarcini punctuale interacţionează după legea lui Coulomb. La prima vedere punerea întrebării „ce este interacţiunea electromagnetică" ar însemna că legea lui Coulomb nu se aplică particulelor elementare. Dar lucrurile nu stau astfel. Interacţiunea coulombiană există şi între particulele elementare. Problema constă în felul cum se transmite interacţiunea dintre particule. Legea lui Coulomb este o consecinţă a unei concepţii generale asupra interacţiunii şi anume că particulele interacţionează între ele prin intermediul cîmpului. Legea lui Coulomb nu se modifică atunci cînd se trece de la sarcini mari la electron, însă concepţia pe care o avem despre cîmp se schimbă radical în acest caz. Iar noua concepţie a cîmpului conţine cheia înţelegerii forţelor electromagnetice şi nucleare şi a multor alte fenomene de interacţiune între particulele elementare.

Să ne amintim mai întîi rolul pe care îl are cîmpul în cazul interacţiunii obişnuite dintre două sarcini. Obişnuim să spunem că în jurul sarcinii există totdeauna un cîmp electric care se manifestă sub aspectul unor forţe ce acţionează asupra altei sarcini introdusă în acest cîmp. Forţele coulombiene dintre două sarcini în repaus q_1 şi q_2 se explică în felul următor: sarcina q_1 creează un cîmp electric $E = \frac{q_1}{r^2}$ (r fiind distanţa pînă la sarci-

Scanned with OKEN Scanner

nă), iar sarcina q_2 interacţionează cu acest cîmp, ceea ce conduce la forţa $F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$. Cu alte cuvinte, cîmpul are aici rolul de intermediar între sarcini: acţiunea unei sarcini asupra celeilalte se transmite cu ajutorul lui. Interacţiunea sarcinii cu cîmpul este deci fenomenul primar, iar interacţiunea celor două sarcini este fenomenul secundar, întrucît forţele dintre ele se obţin ca urmare a interacţiunii fiecăruia cu cîmpul celeilalte.

La început se considera că descrierea interacţiunii cu ajutorul noţiunii de cîmp este numai unul dintre modurile posibile de descriere şi este echivalent cu cel bazat pe presupunerea că pot exista acţiuni instantanee la distanţă. Pînă cînd s-a ajuns ca concepţia de cîmp să fie recunoscută unanim, în fizică existau două principii referitoare la interacţiunea corpurilor: „principiul acţiunii din aproape în aproape" şi „principiul acţiunii la distanţă". Conform principiului acţiunii la distanţă este posibil ca un corp oarecare situat într-un punct din spaţiu să acţioneze asupra unui alt corp din alt punct al spaţiului, evitînd regiunile intermediare. În concordanţă cu principiul acţiunii din aproape în aproape toate evenimentele într-un loc oarecare, la un moment dat sînt complet determinate de ceea ce s-a petrecut în punctele spaţiului imediat vecine, în momentul anterior. Astfel acest principiu respinge posibilitatea acţiunilor instantanee la distanţă; el exprimă faptul că interacţiunea are loc prin intermediul unui cîmp.

Noţiunea de cîmp electromagnetic nu este numai un procedeu comod de a descrie forţele dintre particule. Cîmpul este o realitate obiectivă, care reprezintă o formă de existenţă de sine stătătoare a materiei. Cîmpul electromagnetic creat de prima sarcină nu depinde de existenţa sau inexistenţa celei de a doua sarcini. Forţa care acţionează asupra ultimei, cînd o introducem în cîmp, este una din manifestările posibile ale cîmpului. Dacă prima sarcină se mişcă accelerat, putem de asemenea să observăm existenţa cîmpului datorită undelor electromagnetice emise. Cîmpul are energie — energie electromagnetică — care aparţine lui însuşi şi nicidecum sarcinilor sau curenţilor. Tuturor le sînt cunoscute cîmpurile rapid variabile pe care le observăm sub formă de unde radio, de lumină sau raze X. Nu este probabil ca cineva să se îndoiască de existenţa acestor cîmpuri în realitate. La fel de reale sînt şi cîmpurile care transmit inter-

Scanned with OKEN Scanner

acțiunea dintre sarcini. Atît unele, cît și celelalte sînt exemple diferite de cîmpuri electromagnetice.

Am ajuns la problema principală a acestui capitol : cum se vor schimba concepțiile despre cîmp și interacțiune a particu-

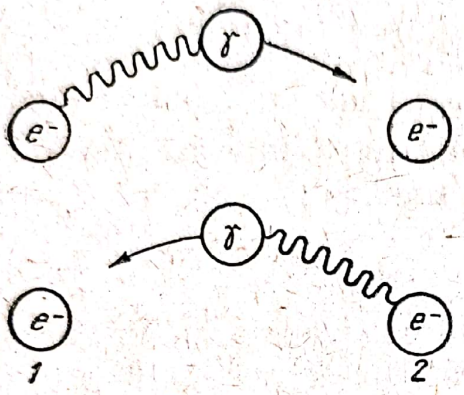


Fig. 14. Interacțiunea a doi electroni se petrece cu schimbul unui foton virtual.

Primul electron emite un foton virtual care este apoi absorbit de al doilea electron. La rîndul său al doilea electron emite un foton virtual care este apoi absorbit de primul electron.

lelor dacă trecem de la corpurile mari la particule elementare ? Am mai întîlnit proprietatea cuantică fundamentală a cîmpului care exprimă faptul că în lumea particulelor elementare cîmpul electromagnetic este cuantificat, iar cuantele sale — fotonii — sînt tratate drept particule (v. cap. I, „Fotonul"). Radiația cîmpului este o emisie de fotoni. De aceea cuvintele „sarcina creează cîmp" capătă aici o altă semnificație și un conținut mai concret : sarcina emite cuante de cîmp sau fotoni. Interacțiunea între sarcini înseamnă că acești fotoni sînt absorbiți de altă sarcină decît cea care i-a emis. Astfel interacțiunea electromagnetică dintre două sarcini în lumea particulelor elementare se săvîrșește prin intermediul schimbului de fotoni : prima particulă emite un foton, care este absorbit de a doua ; la rîndul său a doua particulă emite un foton, care este apoi absorbit de prima particulă etc. (fig. 14). Cuvintele „interacțiune prin intermediul cîmpului electromagnetic" referitoare la lumea particulelor elementare înseamnă interacțiunea prin schimb de fotoni.

Această explicație a interacțiunii nu cuprinde tot fondul problemei și trebuie să introducem o corecție esențială. Din cele spuse mai înainte ar putea să reiasă că interacțiunea a două particule încărcate este complet analogă legăturii dintre doi radioamatori — emițătorul unuia emite unde radio care sînt recepționate de stația celuilalt și invers. Există însă o mare deosebire între cele două cazuri care constă în faptul că în legătura prin radio se emit și se absorb fotoni reali, pe cînd la interacțiunea particulelor se schimbă *fotoni virtuali*.

Scanned with OKEN Scanner

Ce este un foton virtual ?

Să ne întoarcem la detaliile procesului de interacţiune a particulelor. În fizica clasică „cel mai simplu" proces de interacţiune îl constituie interacţiunea dintre particulă şi cîmp. Din punct de vedere al fizicii cuantice, acest proces este inclus în fenomenul de emisie (sau absorbţie) a fotonului de către particula încărcată. Dacă observăm cu atenţie acest proces ne convingem că el contrazice legea conservării energiei. Concret, vom alege, în calitate de particulă încărcată electronul e^- şi procesul iniţial se poate scrie sub forma :

$$e^- \rightleftarrows e^- + \gamma.$$

Cele două săgeţi indică faptul că transformarea poate să meargă în ambele sensuri (emisie sau absorbţia unui foton).

Să presupunem că electronul este în repaus. Energia lui cinetică este nulă, deci el nu are de unde să ia energia necesară pentru a emite un foton. Procesul invers — absorbţia fotonului de către un electron liber — reprezintă un caz particular al transformării, de care ne-am ocupat în legătură cu legile de conservare (v. p. 27). Atunci am ajuns de asemenea la o contrazicere a legii conservării energiei. Deci, în natură nu poate să decurgă acest proces important. Asemenea procese imaginare se numesc *virtuale,* spre deosebire de procesele reale care se observă în experienţe şi se petrec cu respectarea conservării energiei. Procesele virtuale în care legea conservării energiei este oarecum încălcată sînt proprii numai teoriei cuantice. În fapt aici nu este vorba de neconservarea energiei, deoarece procesele virtuale nu se observă în experienţă. Procesele virtuale sau transformările virtuale sînt un procedeu simplu şi comod de a descrie unele fenomene ; ele nu contrazic legile cuantice şi ocupă un rol important în interpretarea concretă a fenomenelor microcosmului. Fotoni virtuali se numesc acei fotoni care se emit şi se absorb în procesele virtuale.

Bineînţeles, în spatele concepţiei fotonilor virtuali se ascunde un aparat matematic determinat [1]). Din această concepţie se poate obţine şi legea lui Coulomb. Dar, în afară de aceasta, se poate ajunge la formule pe care este imposibil să le găsim pe

[1]) Mai corect : procesele virtuale sînt o interpretare „intuitivă" a unor formule matematice (teoria perturbaţiilor) din mecanica cuantică. Trebuie subliniat că aceste procese, deşi permit interpretarea „intuitivă" a proceselor fără formulă, nu descriu procese care se petrec în realitate şi de aceea cer o oarecare prudenţă în raţionamente (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

altă cale, formule ce concordă de minune cu experienţa. Cu ajutorul reprezentării asupra fotonilor virtuali se pot obţine de asemenea expresiile pentru unele procese ca difuzia fotonului pe electron, ciocnirea a doi electroni, anihilarea perechii electron-pozitron etc.

După cum s-a mai spus, deosebirea dintre fotonii virtuali şi cei reali este legată de energie: cînd se emite un foton virtual legea conservării energiei nu este îndeplinită, în timp ce pentru fotonii reali există totdeauna concordanţă cu legea amintită. Aceasta înseamnă că dacă vom comunica electronului o energie suplimentară (de exemplu în ciocnirea cu un alt electron), în locul fotonului virtual poate fi emis un foton real, ceea ce se exprimă şi altfel: la ciocnirea electronilor se pot genera fotoni.

Dece legile cuantice admit descrierea fenomenelor cu ajutorul fotonilor virtuali? Pentru a răspunde la această întrebare trebuie să ne întoarcem la relaţia de nedeterminare pentru energie şi timp:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geqslant \hbar.$$

Această relaţie poate fi interpretată ca posibilitatea unei abateri de la legea conservării energiei cu mărimea ΔE în decursul intervalului de timp:

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E}$$

în tranziţii cuantice sau transformări. Electronul poate să „împrumute" energia necesară expulzării fotonului un timp scurt, pînă ce fotonul este absorbit de un alt electron. Se poate spune că tranziţiile virtuale cu împrumut sau restituire de energie decurg atît de repede încît nu pot fi observate experimental.

Putem să ne punem întrebarea: este oare imposibil să observăm procesele virtuale, chiar dacă construim un aparat cu ajutorul căruia am putea să urmărim electronul într-un interval de timp mai mic decît „timpul" de emisie virtuală a fotonului?

Să presupunem că electronul emite un foton virtual cu energia $h\nu$. În acest caz abaterea de la legea conservării energiei este $\Delta E = h\nu$[1]). Conform relaţiei de nedeterminare o asemenea

---

[1]) Amintim că $h = 2\pi\hbar$ (N. Red. E. T.).

stare nu poate să dureze mai mult decît $\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E}$ secunde. Dacă am vrea să observăm această tranziţie virtuală ar trebui să avem un aparat care să fixeze prezenţa fotonului în decursul unui interval de timp t_0, mai mic decît Δt. Dar observarea tranziţiei în timpul t_0 duce la o nedeterminare în energie $\Delta E \sim \frac{\hbar}{t_0}$, iar această mărime întrece energia fotonului virtual. Cu alte cuvinte, cînd se face o asemenea observare putem comunica electronului tocmai acea energie $h\nu$, care este necesară pentru a emite fotonul, ca foton real.

Forţele nucleare şi mezonii nucleari

Primul pas spre rezolvarea problemei forţelor nucleare a fost făcut în anul 1934 de către fizicianul sovietic I. E. Tamm [1]), care a presupus că forţele dintre neutroni şi protoni se transmit de asemenea prin intermediul unor particule elementare. Ideea lui Tamm constă în următoarele: natura forţelor nucleare diferă de natura forţelor electromagnetice prin faptul că particulele virtuale care poartă interacţiunea sînt aici altele. S-a pus problema: ce particulă poate să joace rolul agentului de transmitere a interacţiunii nucleare? S-a presupus că această particulă-agent trebuie să fie mai uşoară decît protonul. Dintre particulele cunoscute în acel timp, excluzînd fotonul, rămîneau electronul, pozitronul şi neutrino. Cu ajutorul acestor particule s-a şi încercat a se explica forţele nucleare. În principiu au fost presupuse următoarele procese virtuale beta:

$$n \rightleftarrows p + e^- + \nu$$

$$p \rightleftarrows n + e^+ + \nu.$$

Interacţiunea dintre proton şi neutron se putea deci reprezenta astfel (fig. 15): protonul emite un pozitron virtual şi un neutrino, transformîndu-se cu această ocazie în neutron, astfel că în starea virtuală se află doi neutroni, un pozitron şi un neutrino. Apoi neutronul (iniţial) absoarbe pozitronul şi neutrinul, transformîndu-se în proton. Ca rezultat se ajunge la starea iniţială: există un proton şi un neutron, doar că particulele şi-au schimbat sarcinile — protonul a devenit neutron, iar neutronul a devenit proton. Schimbul de sarcini electrice

[1]) Împreună cu prof. D. D. Ivanenko (N. Red. E. T.).

între particulele nucleare prin interacțiune este încă o trăsătură nouă a forțelor nucleare în comparație cu interacțiunea electromagnetică. Această trăsătură coincide pe deplin cu faptele experimentale, ceea ce face deosebit de atrăgătoare ipoteza

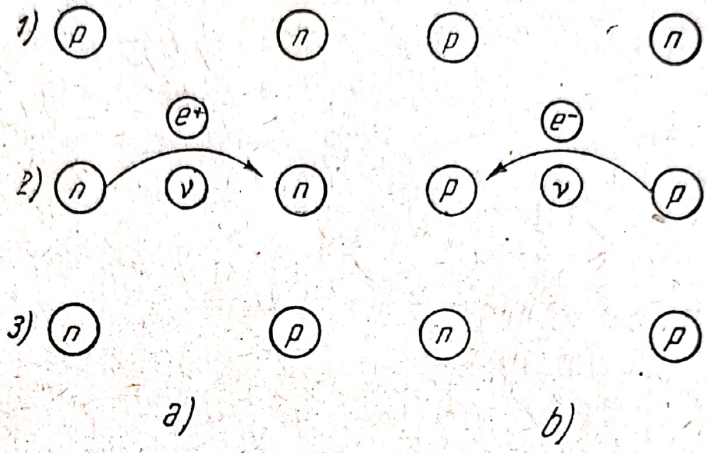


Fig. 15. Prima încercare de a explica forțele nucleare. Protonul și neutronul schimbă un pozitron și un neutrino sau un electron și un neutrino :

a) *1* — protonul și neutronul ; *2* — protonul emite un pozitron și un neutrino, transformîndu-se astfel în neutroni ; *3* — neutronul a absorbit pozitronul și neutrino transformîndu-se în proton. Ca rezultat, protonul și neutronul își schimbă sarcina. *b*) lanțul transformărilor virtuale începînd de la neutron.

care spune că la interacțiunea nucleară dintre proton și neutron are loc un schimb de particule încărcate.

Concomitent cu primul lanț de transformări virtuale poate să meargă și al doilea, care începe cu neutronul. Astfel, neutronul emite un electron virtual și un neutrino, transformîndu-se în proton, iar cel de al doilea proton absoarbe electronul și neutrinul. Un astfel de proces beta virtual provoacă forțele dintre neutron și proton. Totuși valoarea acestor forțe (care se numesc forțe-beta) s-a dovedit a fi extrem de mică.

Cu un an mai tîrziu, fizicianul japonez H. Yukawa a făcut o încercare de a explica natura forțelor nucleare, deosebită de cea precedentă. El a explicat nereușita primei încercări prin faptul că particulele „transmițătoare“ de interacțiune între neutroni și protoni nu au fost alese just. „Dacă ne este imposibil să explicăm forțele nucleare cu ajutorul particulelor deja cunoscute, aceasta se întîmplă desigur datorită faptului că nu ne sînt cunoscute încă toate particulele elementare“ — aceasta era aproximativ ipoteza lui Yukawa. El a presupus că există o particulă elementară, încă neobservată experimental, cu ajutorul căreia se pot explica forțele nucleare. Yukawa a atribuit acestei particule ipotetice o masă de repaus și prin analogie cu

Scanned with OKEN Scanner

interacțiunea electromagnetică a numit-o foton greu. În continuare el a trebuit să răspundă la o nouă întrebare: ce proprietăți trebuie să aibă fotonii grei pentru ca să se poată explica cu ajutorul lor particularitățile deosebite ale forțelor nucleare? Yukawa a făcut calculele corespunzătoare și a ajuns la următoarea concluzie importantă: raza de acțiune a forțelor nucleare depinde numai de masa fotonilor grei. Sarcina electrică nu influențează asupra ei. Astfel se ajunge la valoarea observată a razei de acțiune dacă masa fotonilor grei ar fi de 200—300 mase electronice. Din acest motiv fotonii grei trebuia să ocupe un loc intermediar între electronii ușori și protonii și neutronii grei. De aceea, mai tîrziu, ei au fost numiți mezoni („particulă intermediară").

Să cercetăm acum mai amănunțit de ce raza forțelor nucleare este legată de masa mezonilor? De ce schimbul de fotoni virtuali, care nu au masă de repaus, duce la forțe electromagnetice încet descrescătoare, în timp ce schimbul de particule grele, duce la forțe care descresc rapid cu distanța? Pentru a răspunde la aceste întrebări să comparăm cele două procese. Presupunem doi protoni în repaus; forța care acționează între ei se datorește schimbului de mezoni neutri (am considerat cazul mezonilor neutri pentru o mai bună analogie cu fotonii; acest lucru este permis deoarece raza de acțiune a forțelor nu depinde de sarcina mezonilor). Ca și în cazul forțelor electromagnetice, ne convingem că protonul poate emite doar un mezon virtual, întrucît la această emisie energia nu se conservă. Nou aici, în comparație cu emisia de fotoni virtuali, va fi faptul că nedeterminarea în energie nu poate fi mai mică decît energia de repaus a mezonului mc^2. Într-adevăr pentru a se genera un mezon de masă m este necesară o energie cel puțin egală cu energia de repaus mc^2 (dacă mezonul nu are energie cinetică; c este viteza luminii). Protonul (în cazul nostru protonul în repaus) nu are la dispoziție o asemenea energie, pentru că masa de repaus a protonului nu poate varia, protonul rămînînd proton. Atunci el emite un mezon virtual, fapt care duce la o nedeterminare în energie nu mai mică decît mc^2; pe de o parte, energia acestei stări (proton+mezon) trebuie să nu fie mai mică decît energia de repaus a protonului plus energia de repaus a mezonului mc^2, iar pe de altă parte, din legea conservării energiei rezultă că energia acestei stări trebuie să fie egală cu energia protonului pînă la emisie, adică cu energia de repaus a protonului. Dacă nedeterminarea energiei ΔE este egală

Scanned with OKEN Scanner

aproximativ cu mc^2, atunci, conform relației de nedeterminare $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$, starea virtuală poate să dureze un interval de timp $\Delta t \sim \frac{\hbar}{mc^2}$. Cu alte cuvinte mezonul virtual se poate deplasa de la primul proton la al doilea numai într-un timp egal cu Δt.

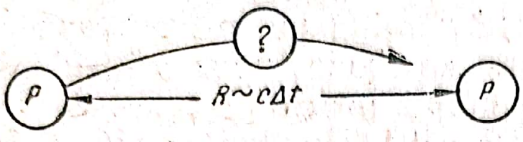


Fig. 16. Raza de acțiune a forțelor nucleare. În timpul Δt mezonul parcurge distanța $R \sim c\Delta t$.

Evident, cea mai mare distanță pe care o poate parcurge el în acest timp determină raza de acțiune a forțelor nucleare (fig. 16). Cea mai mare viteză cu care se poate mișca mezonul nu poate întrece viteza luminii c. Deci cea mai mare distanță pe care o poate parcurge mezonul în timpul Δt este egală cu $c\Delta t$ sau

$$R \sim \frac{\hbar}{mc}.$$

Această expresie reprezintă tocmai raza de acțiune a forțelor nucleare, transmise cu ajutorul particulei de masă m. Se observă că raza de acțiune este invers proporțională cu masa mezonului. Cînd am vorbit despre forțele electromagnetice am văzut că ele descresc încet cu distanța, deoarece masa de repaus a fotonului este nulă; prin urmare raza lor de acțiune tinde spre infinit. Dacă luăm din datele experimentale mărimea razei de acțiune a forțelor nucleare R, putem găsi masa mezonului răspunzător de existența forțelor nucleare și anume:

$$m \sim \frac{\hbar}{cR}.$$

Înlocuind aici valorile numerice: $\hbar \approx 10^{-27}$ erg/s, $R \approx 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm, $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s, găsim:

$$m \approx \frac{10^{-27}}{3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-13} \cdot 1{,}5} \approx 200\ m_e.$$

(Reamintim că masa electronului $m_e = 9 \cdot 10^{-28}$ g $\approx 10^{-27}$ g.) La acest rezultat conduce teoria lui Yukawa.

Am putea să întrebăm: de unde rezultă că mezonii se pot observa experimental, dacă pentru forțele nucleare sînt necesari numai mezonii virtuali, care nu se pot detecta prin experiență?

Scanned with OKEN Scanner

După cum am văzut, deosebirea dintre mezonii virtuali şi cei reali se referă la energie: cînd se emite un mezon virtual energia nu se conservă, iar cînd se emite un mezon real ea se conservă totdeauna. De aceea mezonul virtual se poate transforma în mezon real dacă comunicăm protonului (sau neutronului) energia corespunzătoare. Pînă acum nu am vorbit nimic despre sarcina mezonilor, întrucît sarcina nu influenţează asupra razei de acţiune a forţelor. Pe baza unor considerente Yukawa a atribuit mezonilor sarcini pozitive şi negative. El spera că va putea explica cu ajutorul mezonilor nu numai raza mică de acţiune a forţelor nucleare, ci şi fenomenul de dezintegrare beta. Într-adevăr din teoria lui decurgea de asemenea şi instabilitatea mezonilor, care trebuie să trăiască numai milionimi dintr-o secundă, timp după care se dezintegrează într-un electron şi un neutrino sau un pozitron şi un neutrino.

Astfel teoria a prevăzut particule noi; teoreticienii au creat o imagine despre forţele nucleare şi urma rîndul experimentatorilor care trebuiau fie să o confirme, fie să o infirme. Stabilitatea nucleului trebuie să fie asigurată de mezoni virtuali emişi de unele dintre particulele nucleare şi absorbiţi de altele, mezonii virtuali „lipesc“ protonii şi neutronii în nucleu. Şi primul lucru care se cerea experimentatorilor era să găsească particulele care joacă rolul de „clei“ nuclear.

În căutarea mezonului nuclear

Unde ar putea fi observaţi mezonii nucleari? Ce experienţe sînt necesare pentru aceasta? Nu s-a creat oare aici aceeaşi situaţie ca şi în cazul neutrinului? La aceste întrebări era uşor de răspuns deoarece proprietăţile esenţiale ale mezonilor nucleari au fost descrise în amănunt de către teoreticieni.

Mezonii nucleari trebuie să aibă sarcină şi deci putem să-i detectăm cu oricare dintre mijloacele proprii pentru particulele încărcate, ei fiind capabili să producă ionizare şi să-şi lase urma în camera Wilson sau în emulsiile nucleare. Dar pentru a genera un mezon este necesară o energie mare: masa de repaus presupusă a fi de 200—300 m_e, corespunde unei energii de 100—150 milioane de electron-volţi. Cîteodată chiar această energie nu este suficientă! Dacă, spre exemplu, mezonii sînt generaţi în ciocnirea a doi protoni sau a unui proton cu un neutron, energia protonului în mişcare trebuie să fie aproximativ de două ori mai mare. Acceleratorii de la sfîrşitul deceniului al patrulea se aflau departe de posibilitatea de a crea energie

Scanned with OKEN Scanner

atît de mare şi de aceea singura speranţă erau razele cosmice. Dar savanţii nu se puteau aştepta ca mezonii să ajungă la Pămînt venind din radiaţia cosmică, întrucît ei erau presupuşi nestabili. Era de aşteptat ca mezonii să apară în urma ciocnirii

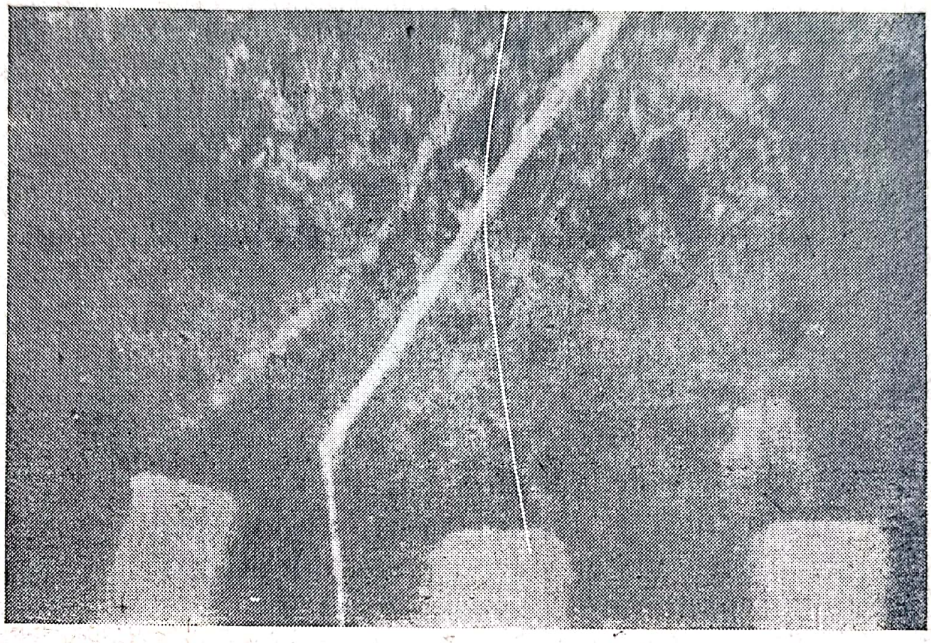


Fig. 17. Urma unui mezon în camera Wilson.

particulelor cosmice cu nucleele din atmosferă. Întrucît razele cosmice, în drumul lor spre suprafaţa Pămîntului, se ciocnesc în primul rînd cu atomii din straturile superioare ale atmosferei, este clar că în aceste straturi trebuie să existe o zonă de generare intensă a mezonilor. De aici trebuie să pornească spre Pămînt fluxurile de mezoni.

Aceste ipoteze ale fizicienilor s-au dovedit a fi juste. La doi ani după publicarea lucrării lui Yukawa, Anderson şi Neddermeyer, şi concomitent cu ei Street şi Stevenson, au observat urme neobişnuite, aparţinînd unor particule încărcate din razele cosmice. Masa lor a fost de aproximativ 200 m_e, ceea ce coincidea cu prevederile lui Yukawa. Aceste particule au fost considerate drept mezonii nucleari, iar descoperirea lor a constituit o confirmare strălucită a teoriei, ceea ce a dat un imbold cercetărilor care s-au efectuat după aceea în domeniul forţelor nucleare şi a mezonilor înşişi. În fig. 17 este reprodusă fotografia urmei unui mezon care se mişcă de sus în jos şi se dezintegrează în mijlocul camerei Wilson.

Scanned with OKEN Scanner

În anii următori s-au efectuat nenumărate experienţe care au avut drept scop explicarea proprietăţilor noilor particule. Fizicienii au studiat interacţiunea mezonilor cu nucleele şi cu cîmpul electromagnetic. Toate proprietăţile esenţiale găsite la particulele descoperite au coincis cu proprietăţile mezonilor lui Yukawa şi anume: s-a dovedit că unele au sarcină pozitivă, iar altele sarcină negativă; masa lor era cea prevăzută teoretic. În sfîrşit, s-a confirmat şi ipoteza instabilităţii mezonilor.

Concomitent a fost înregistrat un progres şi în cercetarea forţelor nucleare, aducîndu-se completări teoriei lui Yukawa. Astfel, în nucleu, care este compus din protoni şi neutroni, sînt posibile trei tipuri de forţe: forţe între neutron şi proton, forţe între doi neutroni şi forţe între doi protoni. Toate aceste trei tipuri de forţe au fost studiate experimental în detaliu şi s-a arătat că ele au aceeaşi mărime. Se putea presupune că ele pot fi descrise cu ajutorul unui singur mecanism, folosind mezonii virtuali. Dar legea conservării sarcinii interzice schimbul unui singur mezon încărcat între doi protoni sau doi neutroni. Dacă se consideră că există numai mezoni încărcaţi, atunci protonul poate emite numai un mezon pozitiv, transformîndu-se în neutron. Este imposibil ca protonul să emită un mezon negativ, deoarece aceasta ar însemna ca sarcina lui să fie 2. Din acelaşi motiv protonul nu poate absorbi un mezon pozitiv. Prin urmare doi protoni (sau doi neutroni) pot schimba numai o pereche de mezoni. Mai întîi primul proton emite un mezon pozitiv, transformîndu-se în neutron; apoi cel de al doilea proton emite de asemenea un mezon pozitiv, transformîndu-se în neutron; în sfîrşit mezonii împreună cu neutronii se transformă din nou în protoni (fig. 18, *a*). În opoziţie cu aceasta şi conform legii conservării sarcinii, forţele dintre neutroni şi protoni pot apare pe seama schimbului unui singur mezon încărcat. De exemplu, protonul emite un mezon pozitiv care este apoi absorbit de neutron. Ca rezultat, acea particulă care a fost proton pînă la schimbul mezonului devine neutron şi invers (fig. 18, *b*). Astfel forţele dintre particulele de acelaşi tip şi forţele dintre protoni şi neutroni se explică cu ajutorul mezonilor încărcaţi în moduri diferite: în primul caz este admis numai schimbul unei perechi de mezoni, iar în al doilea caz particulele pot schimba numai un singur mezon. Acest fapt părea ciudat, întrucît forţele de cele trei tipuri erau egale în mărime. Atunci teoreticienii au presupus că există trei feluri

Scanned with OKEN Scanner

de mezoni (pozitivi, negativi și neutri) și nu două (pozitivi și negativi) cum se credea pînă la acea dată. Forțele între particulele de același tip se pot explica ușor cu ajutorul schimbului unui mezon neutru. Acest lucru l-am văzut deja (v. fig. 16)

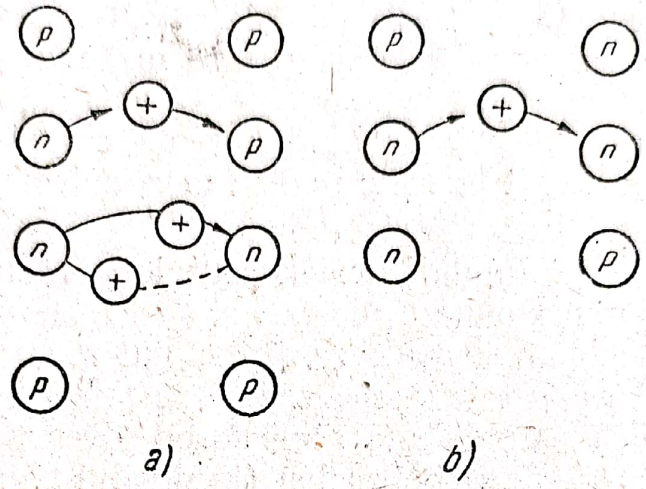


Fig. 18. Incercarea de a explica forțele nucleare numai cu ajutorul mezonilor încărcați :
a — după legea conservării sarcinii, forțele dintre protoni sînt posibile numai prin schimbul a doi mezoni ; *b* — forțele dintre proton și neutron se pot crea pe calea schimbului unui mezon.

în cazul a doi protoni, cînd s-au comparat forțele nucleare cu cele electromagnetice.

Dar toate aceste precizări ale teoriei lui Yukawa, precum și experiențele nu au clarificat situația, ci mai mult au încurcat-o. Rezultatele comparării teoriei cu experiența în ceea ce privește comportarea particulelor nu erau deloc îmbucurătoare. Punctul esențial de divergență dintre teorie și experiență îl reprezenta raportul dintre noile particule și nucleul atomic. Astfel, pentru ca forțele nucleare să fie mari, mezonii prevăzuți teoretic ar fi trebuit să interacționeze puternic cu nucleul. Aceasta înseamnă că toate reacțiile dintre mezoni și nuclee ar fi trebuit să decurgă foarte repede și ușor : mezonii ar fi împrăștiat ușor pe nuclee, s-ar fi generat ușor și ar fi fost absorbiți ușor de nuclee. În realitate, mezonii sînt generați ușor și în cantitate mare în straturile superioare ale atmosferei, la ciocnirea particulelor cosmice cu nucleele. Dar cînd ajung la nivelul mării proprietățile lor se schimbă : aici interacționează slab cu nucleele. Mezonii se încetinesc la trecerea prin materie la fel ca oricare altă particulă încărcată și apoi, oprindu-se, pot să rămînă un timp îndelungat în apropierea nucleului pînă ce se dezinte-

grează. Nucleul nu absoarbe aproape deloc mezonii. Mezonii „nucleari" însă, care interacţionează puternic cu nucleele, ar trebui să se comporte altfel. Mezonii negativi ai lui Yukawa ar trebui să fie absorbiţi foarte repede de către nucleu, înainte de a suferi dezintegrarea (mezonii pozitivi sînt respinşi de nucleu). Un calcul cantitativ a dus la concluzia că interacţiunea mezonului la naştere este de 10—12 ori mai mare ca interacţiunea înainte de moartea lui, iar timpul cît se află mezonul în apropierea nucleului este de asemenea de 10—12 ori mai mare decît timpul prevăzut teoretic pentru mezonul nuclear.

Aceasta era situaţia la 10 ani după ce mezonii au fost prevăzuţi prin teorie. Faptele experimentale păreau a contrazice nu numai teoria mezonului nuclear, ci şi principiul fundamental al lumii particulelor elementare, principiul reversibilităţii reacţiilor. Astfel se constatase că reacţia de generare a mezonilor (în straturile superioare ale atmosferei) decurgea repede, iar absorbţia acestora de către nucleu (la nivelul mării) se observa foarte rar.

Paradoxul a fost înlăturat [1]) în anul 1947 cînd Occhialini şi Powell au găsit încă un tip de mezoni în radiaţia cosmică, mezoni care se dezintegrau rapid avînd între produsele lor de dezintegrare mezonii descoperiţi anterior. Ei au denumit această particulă mezon π (mezon π—mezon „primar" sau pion). Ulterior el a fost identificat cu mezonul nuclear, iar mezonii care fuseseră luaţi în mod greşit drept mezoni nucleari şi care interacţionau slab cu nucleele au primit denumirea de mezoni μ (mezon μ sau miuon). Istoria vieţii mezonilor π şi μ este următoarea: mezonii π sînt generaţi de radiaţia cosmică la mare înălţime; parcurgînd o distanţă scurtă ei se dezintegrează în mezoni μ, care trăiesc mai mult şi de aceea ajung în număr destul de mare la nivelul mării unde se opresc şi se dezintegrează. Mezonii π interacţionează puternic cu nucleele şi sînt generaţi uşor la ciocnirea acestora cu protonii: mezonii π negativi sînt absorbiţi uşor de nuclee ducînd la formarea „stelelor" (fig. 19).

Astfel teoria a triumfat şi, după 12 ani de la prezicerea mezonului nuclear, acesta a fost descoperit. Dar descoperirea

---

[1]) Puţin timp înainte de descoperirea lui Powell şi Occhialini, existenţa a două tipuri de mezoni — mezonul nuclear şi produsul său de dezintegrare — a fost presupusă de teoreticienii Bethe şi Marshak (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

lui Powell și Occhialini încă nu a verificat teoria, ci a confirmat numai justețea ideii referitoare la natura forțelor nucleare. În afară de aceasta, nu fusese încă descoperit unul din mezonii π prevăzuți teoretic și anume, mezonul π neutru. În general

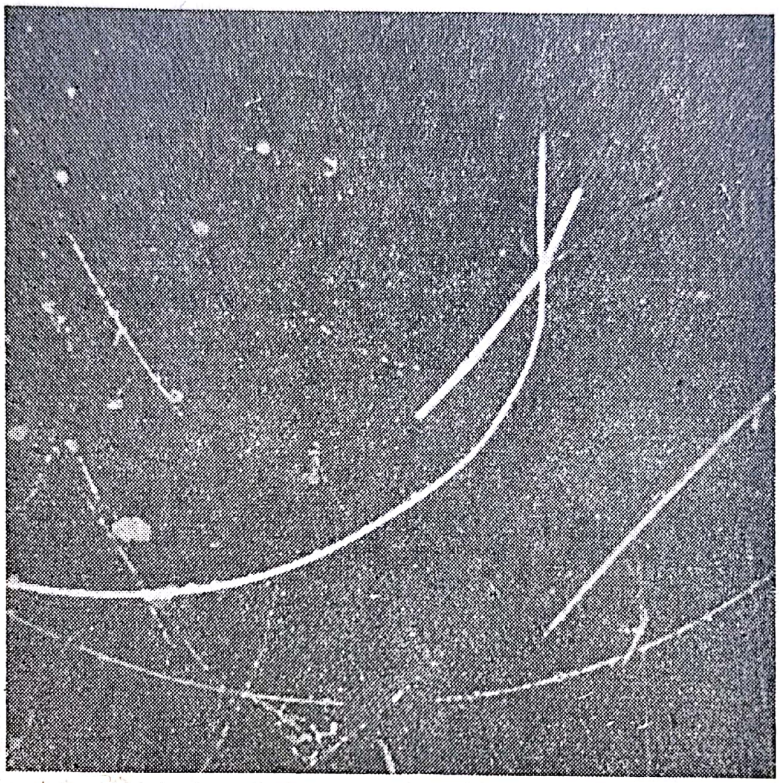


Fig. 19. Fotografia dezintegrării nucleului de azot provocată prin absorbția unui mezon π, în camera cu bule.

este mai greu totdeuna să se observe particulele neutre decît particulele încărcate, deoarece ele nu lasă urme. Pe lîngă această dificultate, așa cum s-a dovedit mai tîrziu, mezonul π neutru are și durată de viață mică. Datorită acestor condiții observarea lui a fost o treabă extrem de anevoioasă. El a fost găsit abia după ce s-au putut genera mezoni pe cale artificială.

Să facem bilanțul cunoștințelor noastre despre forțele nucleare și mezonii π, folosind o scriere adoptată pentru transformări. Interacțiunea protonului și neutronului cu mezonii π atrage după sine posibilitatea emiterii și absorbției mezonilor π de către protoni și neutroni. Procesele virtuale de bază care ne interesează se pot reprezenta astfel:

$$p \rightleftarrows n + \pi^+$$

protonul se dezintegrează virtual într-un neutron și un mezon π pozitiv;

$$n \rightleftarrows p + \pi^-$$

neutronul se poate transforma virtual într-un proton şi un mezon π negativ;

$$p \rightleftarrows p+\pi^0, \quad n \rightleftarrows n+\pi^0$$

protonii şi neutronii pot emite virtual mezoni π neutri. Cele două săgeţi indică că procesele pot decurge în ambele sensuri, adică în afară de reacţia directă poate avea loc şi reacţia inversă: de exemplu, mezonul π virtual şi neutronul dau un proton. Transformările enumerate reprezintă în mod intuitiv forma interacţiunii „primare", care este analogă interacţiunii sarcinii cu cîmpul electric. Interacţiunea între particulele nucleare (forţele nucleare) este o interacţiune „secundară" şi se reprezintă cu ajutorul unui lanţ de transformări virtuale! Astfel interacţiunea dintre proton şi neutron are forma

$$p+n \rightleftarrows n+\pi^+ + n \rightleftarrows n+p$$

ceea ce se poate exprima în modul următor: protonul emite un mezon π virtual, care este apoi absorbit de neutron astfel încît rezultatul final este că particulele îşi schimbă sarcina. Forţele neutrono-protonice pot de asemenea să apară datorită mezonilor neutri:

$$p+n \rightleftarrows p+\pi^0+n \rightleftarrows p+n.$$

Deoarece starea intermediară (starea virtuală) conţine aici mezonul π^0, nu are loc schimb de sarcină. Analog se reprezintă interacţiunea dintre particule de acelaşi fel. De exemplu, pentru doi protoni vom avea următoarea reacţie:

$$p+p \rightleftarrows p+\pi^0+p \rightleftarrows p+p.$$

Continuarea luptei pentru particule de mare energie

Odată cu fiecare nou succes al fizicii nucleare a crescut şi importanţa problemei forţelor nucleare. An de an folosirea energiei atomice s-a dezvoltat pe o scară tot mai largă; pretutindeni — în reactori, în bombele atomice şi cu hidrogen — „lucrau" forţele nucleare. Cu toate acestea, eliberînd energia atomică, fizicienii nu au putut să descrie precis forţele care o guvernează. Descoperirea mezonilor π a constituit numai începutul adevăratului studiu al forţelor nucleare, indicînd terenul activităţii imediate; pentru a cunoaşte forţele nucleare trebuie mai întîi să ştim care sînt proprietăţile mezonilor π. Iar pentru aceasta sînt necesare particule de energie mare.

Scanned with OKEN Scanner

În studiul mezonilor era imposibil de operat numai cu acele cîteva fotografii rare obținute din razele cosmice. Era de asemenea imposibil ca fizicienii să spere într-un progres rapid în înțelegerea forțelor nucleare cercetînd ciocnirile particulelor nucleare de mare energie numai după cele cîteva evenimente care se petreceau uneori în razele cosmice. Trebuia să se creeze mezoni π artificiali, iar pentru aceasta era nevoie de surse puternice de particule rapide.

În prima etapă a fost suficient să se obțină protoni cu energia de 350—500 milioane de electron-volți, ceea ce ar fi permis să se genereze mezoni π artificiali și să se studieze ciocnirea lor cu nucleele. Dar înaintarea în domeniul energiilor mari s-a împotmolit către sfîrșitul deceniului al patrulea. Ciclotroanele nu erau capabile să accelereze protonii mai mult decît 20 milioane electron-volți, limită ce nu era legată de posibilitățile tehnice, ci de principiul de funcționare al ciclotronului. Pentru a obține particule de energii mai mari trebuia învinsă această limită, schimbînd principiul de funcționare al acceleratorului. Acest lucru a devenit posibil datorită „principiului autofazării" propus în 1944 de fizicianul sovietic V. I. Veksler și ceva mai tîrziu, independent, de fizicianul american E. M. Mc. Millan. Noile aparate construite pe acest principiu au fost numite sincrociclotroane (uneori se numesc și fazotroane).

Sincrociclotronul este un ciclotron perfecționat. În el protonii se mișcă de asemenea pe o spirală (fig. 13) și sînt accelerați de cîmpul electric din intervalul accelerator. Însă în cazul acesta frecvența cîmpului nu este constantă, ci variază cu viteza particulei. Problema constă în faptul că timpul de rotație al protonului în cîmpul magnetic al ciclotronului este independent de viteză numai la viteze mici (atunci cînd se poate neglija dependența vitezei de masa totală a particulei $m^* = \frac{E}{c^2}$), întrucît, în general, timpul de rotație al protonului T este proporțional cu masa totală m^*:

$$T = \frac{2\pi m^*}{e_p H}$$

unde e_p este sarcina protonului, iar H cîmpul magnetic. La viteze mari dependența lui T de viteză devine simțitoare (v. fig. 2 în care este reprezentată dependența energiei de viteză $E = m^* c^2$).

Dacă timpul de revenire al protonului variază la fiecare rotație, iar frecvența cîmpului electric rămîne constantă, pro-

Scanned with OKEN Scanner

tonul pînă la urmă se va apropia de intervalul accelerator atunci cînd acolo acționează nu un cîmp accelerator, ci un cîmp de frînare. Această condiție determină limita posibilităților ciclotronului. Dacă însă facem să varieze frecvența cîmpului electric, în acest caz traiectoria protonilor devine în mod automat stabilă și cîmpul din intervalul accelerator, în medie, îi va accelera. Datorită acestui fapt posibilitățile acceleratorului se înmulțesc simțitor. În aceasta constă în esență principiul autofazării aplicat la sincrociclotron.

În afară de autofazare, sincrociclotronul se deosebește de ciclotron și prin ordine de mărime cu totul diferite. Energia protonilor atinsă în sincrociclotron este 30—40 ori mai mare decît în ciclotron. De aceea dimensiunile sincrociclotronului sînt mai mari decît ale ciclotronului. Astfel cu cît este mai mare energia particulei, cu atît va fi mai mare raza circumferinței după care se mișcă ea într-un cîmp magnetic și cu cît cîmpul magnetic este mai puternic, cu atît este mai mică raza.

Din această cauză mărimea energiei în acceleratorul ciclic duce la mărirea dimensiunilor sale și a greutății magnetului. Ultima crește repede întrucît suprafața polilor magnetului se va mări proporțional cu pătratul razei traiectoriei particulei: tot drumul particulei, accelerată în ciclotron sau sincrociclotron, este cuprins între polii magnetului (fig. 13). Dimensiunile instalației pot să se micșoreze dacă mărim cîmpul magnetic. Aceasta reprezintă însă o problemă foarte complicată. În timp ce greutatea electromagnetului unui ciclotron este de ordinul a zeci de tone, greutatea electromagnetului unui sincrociclotron atinge cîteva mii de tone. De exemplu, electromagnetul celui mai mare sincrociclotron din lume, care funcționează la Institutul Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna (U. R. S. S.), cîntărește 7 000 t. Diametrul polilor acestui magnet este de 6 m. În timpul funcționării acceleratorului, în interiorul său apar fascicule puternice de diferite particule (printre care neutroni și raze gamma) deosebit de periculoase, deoarece se absorb foarte slab în materie. Protecția contra acțiunii acestor radiații reprezintă în acest caz o problemă extrem de importantă. Acceleratorul este izolat de mediul înconjurător prin pereți groși de beton armat, iar comanda lui se face de la distanță. Fotografia din fig. 20 reprezintă aspectul exterior al acestui sincrociclotron.

Scanned with OKEN Scanner

Din anul 1949 a început era sincrociclotroanelor. Primul sincrociclotron a fost pus în funcţiune în anul 1949 la Universitatea din California (S. U. A.). La sfîrşitul aceluiaşi an s-a terminat construcţia în Uniunea Sovietică a sincrociclotronului

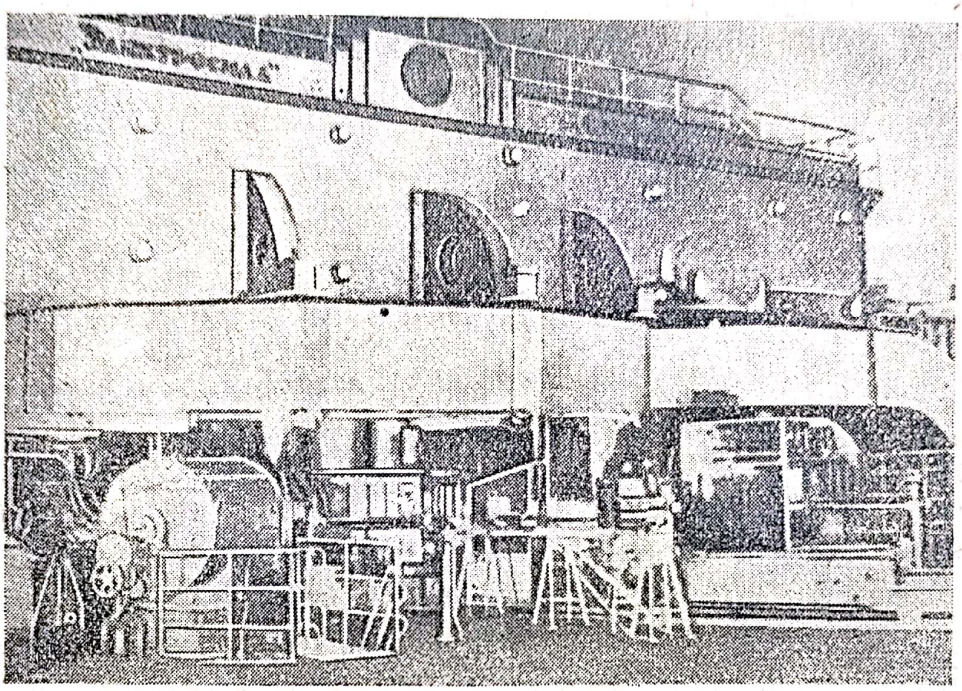


Fig. 20. Sincrociclotronul de 680 milioane de electron-volţi.

la care, după reconstruirea sa din anul 1953, s-a atins energia-record de 680 milioane de electron-volţi. În anii imediat următori au intrat în construcţie încă vreo cîţiva acceleratori analogi. Au început să se adune în număr mare date noi despre mezoni; a început o nouă epocă în studiul mezonilor. Se poate spune că fizicienii au pătruns în lumea mezonilor π cu ajutorul sincrociclotroanelor. Imediat după intrarea în funcţiune a primului sincrociclotron s-au obţinut date interesante despre interacţiunea mezonilor generaţi în el cu protonii şi neutronii. După puţin timp a fost descoperit în accelerator mezonul π^0, a cărui existenţă am văzut că a reieşit din teorie. Mezonii π au devenit foarte repede particule cunoscute. În prezent ei sînt tot atît de bine cunoscuţi ca neutronul şi protonul.

Cum se generează în accelerator mezonii artificiali? În interiorul camerei de accelerare se aşază o ţintă [1]) care este supusă bombardamentului cu protoni accelerați la o energie gigantică

[1]) Formată de obicei dintr-o bucată mică de metal (de exemplu beriliu), care se aşază în drumul fasciculului (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

(sau particule alfa, sau deutoni). La energia finală de 680 milioane de electron-volți, viteza protonilor are o valoare de 240—250 mii kilometri pe secundă, ceea ce reprezintă de 30 000 ori viteza unui satelit artificial. Cînd asemenea protoni ciocnesc o țintă sînt generați mezoni π, fotoni, perechi electron-pozitron și de asemenea fluxuri de neutroni, ca rezultat al următoarelor reacții de bază :

$$1)\ p+p \longrightarrow p+n+\pi^+$$

$$2)\ p+n \longrightarrow p+p+\pi^-$$

$$3)\ p+p \longrightarrow p+p+\pi^0$$

$$4)\ p+n \longrightarrow p+n+\pi^0.$$

În prima din aceste reacții protonul accelerat și unul dintre protonii nucleului țintei ciocnindu-se se transformă într-un proton, un neutron și un mezon π pozitiv. În a doua reacție, ciocnirea protonului cu un neutron dintr-un nucleu din țintă conduce la generarea unui mezon π negativ și transformarea neutronului în proton. A treia și a patra reacție conduc la

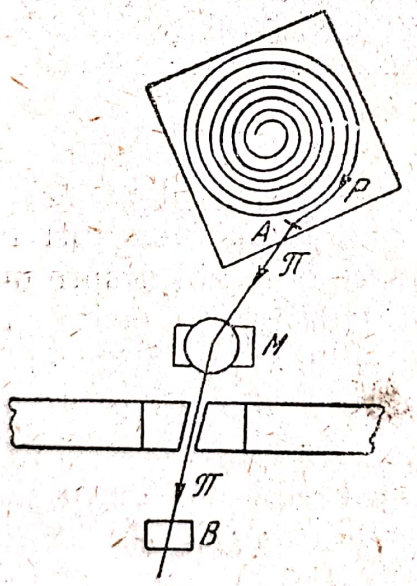


Fig. 21. Obținerea mezonilor π artificiali :

A — ținta din interiorul acceleratorului ; *M* — lentila magnetică (colimatorul) ; *B* — hidrogen (dacă se studiază difuzia mezonilor π pe hidrogen).

generarea unor mezoni neutri. Fluxul de mezoni π astfel obținut este dirijat în laborator, prin intermediul unor fante în pereții de protecție ; acolo el este îndreptat asupra țintei din materialele care ne interesează. Ca țintă se pot folosi de asemenea plăcile nucleare și în acest caz toate reacțiile provocate de mezoni au loc în emulsia nucleară. Schema generării de mezoni în acceleratori este cea din fig. 21. În intervalul dintre

Scanned with OKEN Scanner

accelerator şi ţinta B mezonii π trec printr-o lentilă magnetică M, care selecţionează din fluxul total numai acei mezoni care au o viteză şi o direcţie de mişcare anumită.

Mezonii μ şi mezonii π

Să cercetăm acum proprietăţile mezonilor. Familia mezonilor π constă din trei particule: o particulă pozitivă, una negativă şi alta neutră. Mezonii μ[1]) sînt de două feluri: pozitivi şi negativi. Masele mezonilor sînt măsurate foarte precis: masa mezonilor $\mu^{\pm}$ este egală cu 206,7 mase electronice; masa mezonilor $\pi^{\pm}$ este egală cu 273,2 mase eletcronice; masa mezonilor π^0 este mai mică decît a mezonilor π încărcaţi, fiind egală cu 264,2 mase electronice. Diferenţa dintre masele mezonilor π încărcaţi şi neutri nu este întîmplătoare: după cît se pare ea este legată de sarcină. Mai tîrziu vom reveni asupra acestei probleme.

Mezonii μ pozitiv şi negativ reprezintă o particulă şi o antiparticulă (sau invers). Acelaşi lucru se poate spune şi despre mezonii π pozitivi şi negativi. Dar întrucît fiecărei particule îi corespunde antiparticula sa, ar trebui să existe doi mezoni π neutri: mezonul-particulă şi mezonul-antiparticulă. În realitate există numai un singur mezon π neutru, deoarece mezonul π neutru coincide cu antiparticula sa.

Problema spinului mezonilor a frămîntat mult timp pe fizicieni. De spinul mezonilor depinde care dintre ei (mezonii π sau mezonii μ) se identifică cu mezonii nucleari. Conform teoriei, mezonul nuclear trebuie să aibă spinul întreg: sau nul, sau egal cu unitatea. Atît timp cît mezonii au putut fi observaţi numai în razele cosmice, determinarea spinului cu destulă siguranţă a fost imposibilă. Abia după ce s-au putut genera mezoni în mod artificial s-a dovedit că spinul mezonului π este egal cu zero, iar spinul mezonului μ este semiîntreg. Aceasta a fost dovada finală în favoarea ipotezei care susţinea că mezonii π sînt tocmai mezonii nucleari.

Astfel mezonii π şi mezonii μ se încadrează în grupări diferite: primii sînt bosoni, iar ultimii sînt fermioni ca protonul

---

[1]) Datorită asemănărilor lor cu electronii, mezonii μ sînt clasificaţi de obicei în categoria „leptonilor“ (particule uşoare), care mai conţine electronii şi neutrinii, şi nu în categoria „mezonilor“ (particule mijlocii) (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

și pozitronul. Cu care din aceste particule se aseamănă mai bine mezonul μ? Cum se comportă mezonul μ^+ la trecerea prin materie: ca un proton ușor sau ca un pozitron greu?

Pentru a lămuri aceste probleme să comparăm interacțiunile mezonului μ, ale pozitronului și ale protonului. Atît pentru mezonul μ cît și pentru pozitron cea mai puternică interacțiune este interacțiunea electromagnetică. Protonul poate să interacționeze puternic cu nucleele și mezonii π. De aceea mișcarea mezonului μ și a pozitronului în materie va fi determinată prin interacțiunea electromagnetică, în timp ce ciocnirile protonilor cu nucleele se datoresc în cea mai mare parte puternicei interacțiuni nucleare. Astfel, prin proprietățile sale, mezonul μ pozitiv este mai apropiat de pozitron decît de un proton ușor.

Pînă acum am clasificat particulele elementare după masă, spin și sarcină. Pentru mezoni însă aceste mărimi sînt insuficiente, deoarece mezonii sînt instabili. Ei se dezintegrează, fără motive vizibile, transformîndu-se în alte particule. Gradul de instabilitate (probabilitatea de dezintegrare) este caracterizat prin durata de viață.

Durata de viață este egală cu timpul în care numărul inițial de particule se micșorează de 2,7 ori, ca urmare a dezintegrării. Mai întîi am întîlnit dezintegrarea particulei elementare luînd ca exemplu neutronul (protonul, electronul, pozitronul, neutrinul și fotonul sînt stabile). Dar probabilitatea de dezintegrare a neutronului este foarte mică; neutronul liber are o durată de viață foarte mare (17,3 min). În comparație cu neutronul, mezonii au o durată de viață extrem de scurtă, Astfel durata de viață a mezonilor μ este $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s, adică numai a doua milioana parte dintr-o secundă, iar durata de viață a mezonilor π încărcați este și mai mică: ea reprezintă $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ s, adică aproximativ a treia suta milioana parte dintr-o secundă. Aceste timpuri, care sînt foarte mici în mod absolut, reprezintă valori mari pe scara timpurilor ce există în lumea particulelor elementare. În comparație cu timpul nuclear 10^{-23}s, ele sînt desigur foarte mari. Întrucît mezonii pot să se miște cu viteze impresionante, comparabile cu viteza luminii, pot parcurge în decursul vieții lor distanțe însemnate. Durata de viață a mezonilor π neutri este și mai mică: ei trăiesc în medie 10^{-15}—10^{-16}s.

Cum se dezintegrează mezonii? În fig. 22 este reprezentată fotografia unei dezintegrări duble: la început se dezintegrează un mezon π, dînd naștere unui mezon μ; apoi mezonul μ la

Scanned with OKEN Scanner

rîndul său dă naştere prin dezintegrare unui pozitron. Această fotografie arată ceea ce s-a petrecut în interiorul unei camere cu bule cînd a intrat acolo un mezon π pozitiv. Urma mezonului, care s-a deplasat spre dreapta, se îngroaşă pe măsură ce par-

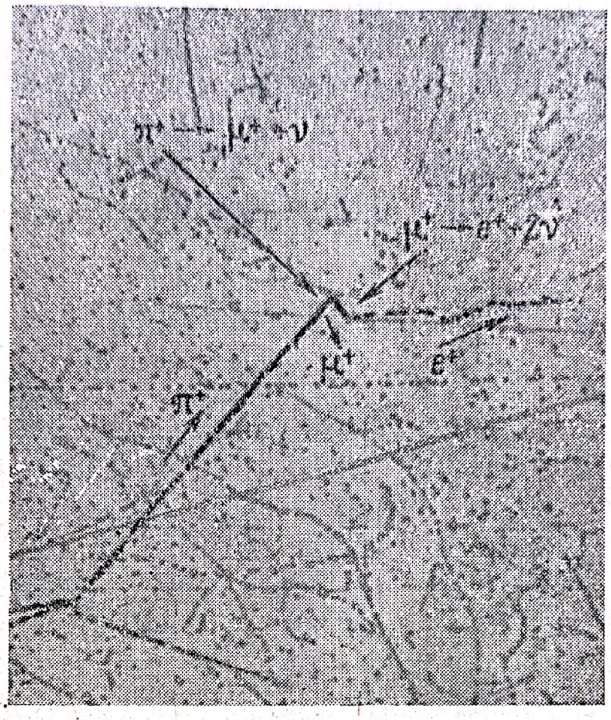


Fig. 22. Mezonul π^+ se dezintegrează dînd naştere unui mezon μ^+. După ce parcurge o distanţă mică, mezonul μ^+ se dezintegrează generînd un pozitron (fotografie făcută în camera cu bule).

ticula pierde energie, ceea ce corespunde creşterii ionizării la încetinire; la sfîrşitul urmei apare o cotitură — particula s-a oprit şi s-a dezintegrat; mai departe, spre dreapta, se vede urma mezonului μ rezultat prin dezintegrare, care este mai subţire decît urma mezonului π; la rîndul său mezonul μ se opreşte şi se dezintegrează, ceea ce se constată prin faptul că la sfîrşitul urmei sale iese urma subţire a unui pozitron. Dece oare urmele particulelor se frîng în punctul de dezintegrare? Cum se poate pune acest fapt în concordanţă cu legea conservării impulsului? La dezintegrarea unei particule oprite (impulsul ei este deci nul) apare o particulă cu impuls diferit de zero! Mai întîi să observăm că din punctul de dezintegrare iese o singură urmă, dar aceasta nu exclude posibilitatea ca produsele de dezintegrare să fie mai numeroase. Placa nucleară înregistrează numai particulele încărcate, aşa încît din acel punct s-ar putea foarte bine să mai pornească şi urma unei particule neu-

tre. Ce particule neutre şi cîte se obţin prin dezintegrare — aceasta se poate determina cu ajutorul legilor de conservare.

Ca exemplu de felul cum legile de conservare ne ajută să detectăm ceea ce nu se vede, să luăm dezintegrarea mezonului π pozitiv, în urma căreia apare un mezon μ pozitiv. Experienţa arată că la dezintegrarea mezonilor π apar totdeauna mezoni μ cu aceeaşi energie. Dacă, de exemplu, mezonii π se dezintegrează în emulsia nucleară, atunci urmele mezonilor μ vor avea totdeauna aceeaşi lungime. Aceasta înseamnă că mezonul π se dezintegrează în două particule, deoarece numai în acest caz energia particulelor rezultante va fi strict determinată. Cea de a doua particulă trebuie să fie neutră ; masa ei se calculează din legea de conservare a energiei, care în cazul nostru are forma :

$$m_\pi c^2 = E_\mu + E_x$$

adică energia de repaus a mezonului π ($m_\pi c^2$) este folosită pentru crearea unui mezon μ de energie E_μ şi a unei particule necunoscute de energie E_x. Întrucît energia mezonului μ este cunoscută, de aici urmează că putem determina energia particulei încă necunoscute. În afară de aceasta ştim de asemenea şi impulsul ei : din legea de conservare a impulsului, el este egal cu impulsul mezonului μ şi îndreptat în sens opus. Deci particulele sînt emise în direcţii diferite. Energia şi impulsul ne permit determinarea masei particulei neutre, care s-a dovedit a fi egală cu zero, în limitele erorilor experimentale.

Spinul particulei neutre se poate afla din legea conservării momentului cantităţii de mişcare. Singura posibilitate pentru spinul particulei neutre este o valoare semiîntreagă, din cauză că spinul mezonului π este întreg, iar cel al mezonului μ este semiîntreg. Deci am găsit o particulă neutră, fără masă de repaus şi cu spinul semiîntreg. Ea ne este cunoscută : neutrinul ν, care a fost introdus în fizică din considerentele teoretice în legătură cu dezintegrarea beta (cap. II). Ca şi în acel caz, existenţa neutrinului în dezintegrarea mezonului a fost găsită cu ajutorul legilor de conservare. Reacţia de dezintegrare a mezonului π pozitiv se poate scrie acum :

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu.$$

Dacă cunoaştem schema de dezintegrare a mezonului π pozitiv, atunci putem să scriem şi schema de dezintegrare a mezonului negativ ; or mezonul π^- este antiparticula mezonului π^+, iar mezonul μ^- antiparticula mezonului μ^+. Dacă mezonul π se dezintegrează într-un mezon μ şi un neutrino, atunci antime-

Scanned with OKEN Scanner

zonul π trebuie să se dezintegreze într-un antimezon μ și un antineutrino ν, după schema:

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}.$$

Ca și în cazul mezonului π, fotografia dezintegrării din fig. 22 împreună cu legile de conservare pot descrie imaginea dezintegrării mezonului μ. Din legile de conservare se poate stabili că la sfîrșitul parcursului mezonului μ pozitiv apar doi neutrini (nu unul, ca în cazul mezonului π). La dezintegrarea mezonului μ negativ pot atunci să apară un electron și doi antineutrini:

$$\mu^- \longrightarrow e^- + 2\bar{\nu}.$$

Dar există și o altă posibilitate. Legile de conservare a energiei, impulsului și momentului cantității de mișcare nu permit să alegem între dezintegrarea cu apariția a doi neutrini și dezintegrarea cu apariția unui neutrino și un antineutrino, după schema:

$$\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}.$$

Această nedeterminare în schema de dezintegrare a mezonului μ a fost înlăturată abia în anul 1956, cînd fenomenul de dezintegrare a mezonilor μ a atras din nou atenția fizicienilor în legătură cu problema parității (v. cap. VI). Noile experiențe efectuate au stabilit că mezonul μ se dezintegrează după a doua schemă, adică într-un electron, un neutrino și un antineutrino.

Sînt interesante concluziile legate de dezintegrarea mezonului π^0 neutru. Acest mezon nu se poate dezintegra într-un mezon μ, întrucît nu există mezon μ neutru. Legile de conservare a sarcinii și energiei admit dezintegrarea mezonului π^0 într-o pereche electron-pozitron și un foton. În experiențe s-au observat foarte rar asemenea moduri de dezintegrare ca:

$$\pi^0 \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma, \quad \pi^0 \longrightarrow 2e^+ + 2e^-.$$

Totuși durata de viață a mezonului π^0 nu este determinată de aceste moduri de dezintegrare. În majoritatea cazurilor mezonul π^0 se dezintegrează în doi fotoni:

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma.$$

Cum se poate ca o particulă neutră să se dezintegreze în fotoni? Doar se știe că numai particulele încărcate pot interacționa cu cîmpul electromagnetic, generînd și absorbind fotoni. Cum apare interacțiunea dintre mezonul π^0 și cîmpul electromagnetic care duce la dezintegrarea în fotoni? Pentru a răspunde la aceste întrebări trebuie să ne întoarcem la interacțiu-

Scanned with OKEN Scanner

nea mezonilor π cu neutronii şi protonii. Neutronii şi protonii emit şi absorb mezoni π; schimbul de mezoni π virtuali duce la apariţia forţelor nucleare. În acest caz de interacţiune neutronii şi protonii, pe de o parte, şi mezonii pe de altă parte, joacă roluri deosebite: neutronii şi protonii nu se nasc şi nu se absorb, în timp ce mezonii π dispar şi apar continuu, transportînd interacţiunea dintre cele două tipuri de particule nucleare. Mai există însă şi o altă situaţie şi anume, atunci cînd se nasc şi se absorb protonii şi antiprotonii; un exemplu de asemenea proces îl constituie dezintegrarea mezonului π^0. Acest mezon se poate transforma într-o pereche proton-antiproton, după cum urmează:

$$\pi^0 \longrightarrow p - \bar{p}.$$

În practică pentru observarea unui asemenea fenomen la ciocnirile mezonului π^0 cu nucleele trebuie ca mezonul să aibă o energie foarte mare, întrucît energia de repaus a protonului şi antiprotonului se ridică la aproximativ două miliarde de electron-volţi. Tocmai datorită acestui fapt generarea de protoni şi antiprotoni se observă foarte rar. Dar pentru ca mezonul π^0 să se transforme în perechea proton-antiproton el nu trebuie să aibă o energie atît de mare, întrucît această transformare poate fi virtuală (fără conservarea energiei).

Dezintegrarea mezonului π^0 ne-o putem imagina în modul următor: mezonul π^0 se transformă mai întîi virtual într-o pereche proton-antiproton; această reacţie decurge foarte repede întrucît mezonii π^0 interacţionează foarte tare cu protonii şi antiprotonii. După aceea protonul şi antiprotonul, datorită faptului că au sarcină electrică, interacţionează cu cîmpul electromagnetic şi ca urmare a acestui fapt se anihilează, transformîndu-se în doi fotoni. Astfel dezintegrarea mezonului π^0 trece printr-o stare virtuală, după cum arată schema:

$$\pi^0 \longrightarrow p + \bar{p} \longrightarrow 2\gamma.$$

Atît la generarea cît şi la anihilarea virtuală a perechii $p+\bar{p}$, energia nu se conservă. Această treaptă intermediară în dezintegrarea mezonului π^0, ca toate procesele virtuale, are un caracter convenţional şi serveşte pentru descrierea procesului în întregime. În reacţia reală se observă numai produsele iniţiale şi finale, pentru care legea conservării energiei este totdeauna satisfăcută. Energia ambilor fotoni va fi egală cu energia de repaus a mezonului π^0, adică cu $m_\pi c^2$ sau 135 milioane de electron-volţi. Asemenea fotoni au fost înregistraţi în experienţe.

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL IV

PRIMUL BILANȚ

Descoperirea mezonilor π a încheiat prima parte a incursiunii noastre în lumea particulelor elementare. Forțele reunite ale teoreticienilor și experimentatorilor au condus la găsirea cheii unor probleme dintre cele mai importante: problema forțelor nucleare, dezintegrarea beta și multe alte probleme ale fizicii au putut fi considerate că merg pe drumul corect. Cu excepția mezonilor μ, celelalte particule au permis construirea unui model al structurii materiei în care fiecare particulă și-a găsit locul său. Cu toate că mezonii μ au stricat planurile noastre privitoare la structura materiei, ei au fost totuși particule cu proprietăți ce puteau fi înțelese. Însă noile particule pe care fizicienii le-au descoperit după mezonii π păreau să aibă proprietăți de neînțeles. Iată de ce, și în cadrul cărții noastre, a sosit timpul să ne facem bilanțul rezultatelor obținute și să vedem cum concepeau fizicienii în acea perioadă lumea particulelor elementare.

Particule și interacțiuni

La început am făcut cunoștință cu lumea particulelor elementare prin intermediul a patru particule (electronul, fotonul, protonul și neutronul), iar acum am ajuns deja la 14 [1]) particule. Este adevărat că atunci, în anul 1947, patru dintre ele (antiprotonul, antineutronul, neutrino și antineutrino) erau cunoscute numai teoretic. Cu toate acestea era greu să apară îndoieli asupra lor, întrucît existența lor decurgea din legile cele mai generale. Cele 14 particule se împart în două grupe mari: fermioni (cu spin semiîntreg) și bosoni (cu spin întreg). Fermioni sînt: electronul, mezonul μ, protonul, neutronul și antiparticulele lor.

[1]) Vezi N. Red. de la p. 7.

Scanned with OKEN Scanner

În grupa bosonilor intră fotonii şi mezonii π. După masă toate particulele se împart în patru grupe. Neutronul şi protonul împreună cu antiparticulele lor formează grupa fermionilor grei [1]). Electronul, pozitronul, cei doi neutrini şi mezonii μ intră în

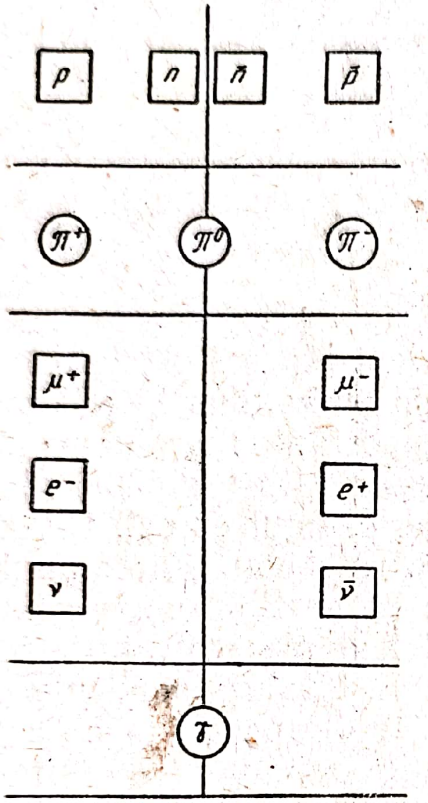


Fig. 23. 14 particule elementare:
La stînga verticalei sînt dispuse particulele, iar la dreapta antiparticulele; fotonul γ şi mezonul π^0 coincid cu antiparticulele corespunzătoare. Fermionii sînt însemnaţi cu pătrate, iar bozonii cu cerculeţe. Liniile orizontale diferenţiază grupele de particule.

grupa fermionilor uşori sau leptoni. Familia mezonilor π reprezintă bozonii grei. Un loc special îl ocupă fotonul, a cărui masă de repaus este nulă. Distribuţia schematică a particulelor este reprezentată în fig. 23. Fiecare dintre aceste particule, cu excepţia mezonilor μ, are destinaţia sa în structura materiei. Protonul şi neutronul servesc drept „pietre de construcţie" ale nucleului; electronii împreună cu nucleele formează atomii şi moleculele. În atomi există forţe electromagnetice, care se transmit prin intermediul fotonilor. Fotonii la rîndul lor sînt emişi şi absorbiţi de atomi la trecerea acestora de pe un nivel pe altul. Mezonii π realizează interacţiunea nucleară. Neutronul este necesar pentru conservarea energiei în dezintegrarea beta. Antiparticulele există în virtutea simetriei naturii faţă de semnul sarcinii (mai exact, faţă de conjugarea de sarcină). Este intere-

[1]) Fermionii grei (inclusiv cei descoperiţi mai tîrziu) se mai numesc şi barioni (v. cap. V) (N. red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

sant următorul fapt: substanțele stabile sînt construite numai din fermioni (protoni, neutroni, electroni), iar bosonii îndeplinesc funcția de transmițători ai interacțiunii dintre fermioni. Este acest fenomen întîmplător sau avem de-a face cu o lege mai profundă a naturii? Această întrebare rămîne fără răspuns. Au rămas fără ocupație numai mezonii μ. Care este sensul existenței lor? Și la această întrebare răspunsul îl va da abia viitorul.

Viața în lumea particulelor elementare este guvernată de legile de conservare, dintre care cele mai generale sînt legile de conservare a energiei, impulsului (cantității de mișcare) și momentului cantității de mișcare.

Ultima lege duce la consecințe interesante. Ea interzice transformarea unui fermion în boson; un boson poate fi „înlocuit" numai printr-un număr par de fermioni. Dacă, spre exemplu, se ciocnesc un boson și un fermion, ca rezultat al transformării se poate obține fie un fermion și un boson, fie trei fermioni, fie un fermion și doi bosoni etc. Tot atît de generală este și legea de conservare a sarcinii. În toate transformările sarcina se conservă. În concordanță cu această lege particulele neutre pot da naștere la particule încărcate numai în perechi, sarcinile particulelor unei perechi avînd semne opuse. Transformarea fotonilor în perechi electron-pozitron este un exemplu în favoarea acestei legi.

Experiența arată că în afară de legile enumerate mai există și legea conservării numărului de particule nucleare[1]). Chiar din denumirea acestei legi se poate deduce că numărul de protoni plus numărul de neutroni rămîne neschimbat în orice transformare. Acest fapt înseamnă că niciodată nu se poate schimba diferența:

$$N = (\text{numărul protonilor} + \text{numărul neutronilor}) - (\text{numărul antiprotonilor} + \text{numărul antineutronilor}).$$

Dacă nu există antiparticule, de aici urmează conservarea numărului de particule nucleare în sens strict. Nașterea protonului sau neutronului este posibilă numai în pereche cu antiparticula. Nu putem, de exemplu, să sperăm că ciocnirea unui pozitron foarte rapid cu un proton poate să atragă după sine generarea a doi protoni.

---

[1]) Mai corect: legea de conservare a diferenței dintre numărul de fermioni grei (barioni) și antibarioni (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Numărul N se numeşte sarcină nucleară. Fiecărei particule nucleare (neutron sau proton) i se atribuie o sarcină nucleară egală cu +1, iar fiecărei antiparticule grele (antiproton sau antineutron) o sarcină nucleară egală cu —1. Legea de conservare a particulelor nucleare trece deci în legea conservării sarcinii nucleare: sarcina nucleară a tuturor particulelor care iau parte la o reacţie nu se poate schimba.

Importanţa noţiunii de sarcină nucleară a fost pe deplin înţeleasă de foarte puţin timp — abia după ce s-au descoperit particulele stranii (v. cap. V) şi s-a introdus noţiunea de sarcină barionică. Cu ajutorul sarcinii nucleare putem lămuri acum o problemă importantă: în ce constă deosebirea esenţială între particulă şi antiparticula sa? Mai înainte (v. cap. II „Particule şi antiparticule"), vorbind despre pozitron şi electron s-a subliniat mai întîi de toate deosebirea lor după semnul sarcinii electrice. Cînd am examinat problema antiprotonului, atunci de asemenea la început am remarcat faptul că semnul sarcinii sale se deosebeşte de cel al sarcinii protonului. Este însă evident că sarcina electrică nu poate constitui o deosebire esenţială între particula nucleară şi antiparticula ei, întrucît neutronul este neutru din punct de vedere electric şi cu toate acestea neutronul şi antineutronul sînt particule diferite. Neutronul se deosebeşte de antineutron prin transformările la care poate să ia parte. Acum putem preciza această deosebire: transformările la care iau parte neutronul şi antineutronul sînt diferite pentru că sarcinile nucleare ale acestor particule se deosebesc prin semn. Pe de altă parte, se ştie că momentele magnetice ale neutronului şi antineutronului depind de sarcina nucleară. De aceea numai deosebirea dintre semnele sarcinii nucleare este esenţială atunci cînd comparăm neutronul cu antineutronul şi nu semnele opuse ale momentelor magnetice.

Legile de conservare ne permit să alegem dintre reacţiile presupuse pe acelea care sînt posibile. Dar simpla concordanţă cu legile de conservare nu înseamnă că reacţiile care ne interesează au loc în realitate. Transformările particulelor elementare sînt un rezultat al interacţiunii particulelor. Datorită interacţiunii electromagnetice dintre protoni, la ciocnirea unor protoni se pot genera fotoni. În schimb interacţiunea nucleară a protonilor (care are loc prin intermediul mezonilor π) poate duce la generarea de mezoni π.

Cînd facem comparaţie între două transformări ne interesează cît de des se petrec şi care dintre ele este mai probabilă.

Scanned with OKEN Scanner

Astfel în cazul ciocnirii protonilor ne interesează care este rezultatul cel mai probabil: generarea de fotoni sau de mezoni π. Probabilitatea de transformare depinde de mărimea interacţiunii. Cu cît aceasta va fi mai puternică, cu atît mai repede şi mai des se vor petrece transformările.

Cea mai puternică interacţiune se observă între mezoni π pe de o parte, şi protoni şi neutroni, pe de altă parte. Această interacţiune va fi denumită interacţiune „pi-mezonică" sau „pionică", durata ei caracteristică fiind chiar timpul nuclear de 10^{-23} s. Valoarea mare a acestei interacţiuni atrage după sine şi o valoare mare a forţelor nucleare şi o frecvenţă mare a transformărilor rezultate în comparaţie cu transformările de alt tip. Astfel, de exemplu, la ciocnirea protonilor fenomenul este determinat de interacţiunea pionică.

Următoarea ca intensitate este interacţiunea electromagnetică, adică interacţiunea dintre cîmpul electromagnetic şi particulele încărcate. Ea este de aproximativ 100 ori mai slabă decît cea pionică (pi-mezonică). Întrucît sarcinile tuturor particulelor sînt fie $+1$, fie -1 (sau nule), interacţiunile electromagnetice ale tuturor particulelor elementare sînt aceleaşi.

În dezintegrarea beta am întîlnit interacţiunea beta (numită de asemenea şi interacţiunea Fermi), care leagă protonul, neutronul, electronul şi neutrinul (sau neutronul, protonul, pozitronul şi neutrinul) şi care conduce la dezintegrarea beta:

$$n \longrightarrow p + e^- + \nu.$$

Interacţiunea beta prezintă o particularitate interesantă. În primul rînd ea leagă între ei numai fermioni, în timp ce interacţiunile electromagnetică şi pionică leagă fermioni cu bosoni (electronul şi fotonul, protonul sau neutronul şi mezonul π). În al doilea rînd interacţiunea beta este foarte slabă, aproximativ de 10^{-12} ori mai slabă decît cea electromagnetică (v. tabela II).

Tabela II. **Interacţiunile particulelor elementare**

Interacţiunea	Mărimea comparabilă	Timpul caracteristic, în *s*
Cu mezoni π . .	1	10^{-23}
Electromagnetică	1/137	$10^{-20}-10^{-21}$
Slabă	10^{-14}	$10^{-8}-10^{-9}$

Scanned with OKEN Scanner

Sînt cunoscute de asemenea şi alte interacţiuni slabe. De exemplu, dezintegrarea mezonului μ ($\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$) este o urmare a interacţiunii speciale care leagă cei patru leptoni : μ, e, ν şi $\bar{\nu}$. Alt exemplu este dezintegrarea mezonului π într-un mezon μ şi un neutrino, care poate fi considerată ca urmarea altei interacţiuni, interacţiunea ($\pi - \mu - \nu$). S-a constatat că mărimile interacţiunilor slabe coincid aproximativ. Este greu de atribuit acest fapt întîmplării, dacă ţinem cont că interacţiunile slabe cele mai apropiate de interacţiunile electromagnetice se deosebesc printr-un factor 10^{-12} de acestea. De ce oare toate interacţiunile slabe coincid ca intensitate ? Este posibil ca neutrinul, care este prezent în toate aceste interacţiuni, să fie motivul ? În orice caz problema interacţiunilor slabe este una dintre cele mai interesante şi mai enigmatice probleme ale fizicii particulelor elementare.

Ea se complică printr-o condiţie suplimentară. Cînd studiem dezintegrările mezonilor π încărcaţi nu este obligatoriu să introducem interacţiunea ($\pi - \mu - e$) pentru explicarea dezintegrării. Dezintegrarea mezonului π încărcat se poate explica şi altfel dacă ne vom aminti raţionamentele făcute asupra dezintegrării mezonului π^0 (v. cap. III). Într-adevăr mezonul π^+ se poate dezintegra virtual într-o pereche proton-antineutron (ceea ce concordă cu legile de conservare a sarcinii electrice şi a sarcinii nucleare), apoi perechea se poate anihila dînd naştere unui mezon μ şi unui neutrino :

$$\pi^+ \longrightarrow p + \bar{n} \longrightarrow \mu^+ + \nu$$

dacă există interacţiunea ($p - \bar{n} - \mu - \nu$). Astfel dezintegrarea mezonului π se poate explica atît cu ajutorul interacţiunii directe ($\pi - \mu - \nu$), cît şi cu ajutorul presupunerii că există o interacţiune ($p - \bar{n} - \mu - \nu$). Care dintre aceste explicaţii corespunde realităţii ?

În prezent există un număr mare de date experimentale care conduc la ideea că există o interacţiune slabă universală. Una dintre trăsăturile caracteristice ale acestei interacţiuni (a cărei explicaţie nu intră în cadrul acestei cărţi) constă în faptul că ea leagă între ei patru fermioni. Această trăsătură include interacţiunea ($p - \bar{n} - \mu - \nu$) pe care s-a bazat cea de a doua explicaţie a dezintegrării mezonului π.

Scanned with OKEN Scanner

Independența de sarcină și deosebirile de masă

Ce se poate spune despre masa particulelor elementare? La nivelul actual al dezvoltării fizicii nu se studiază distribuția maselor între particulele elementare. Nu putem să răspundem, de exemplu, de ce mezonii π au masa de ordinul a 270 m_e, iar protonii și neutronii de ordinul a 1 840 m_e etc. Valorile maselor particulelor elementare nu rezultă din teoria actuală; teoria studiază masele ca mărimi date, care nu se pun în discuție. Există numai o singură întrebare, privitoare la mase, care se discută în fizica teoretică. Această întrebare se poate formula astfel: cum se explică diferența dintre masa protonului și masa neutronului și între masa mezonilor π încărcați și masa mezonului π neutru. Răspunsul este legat de una dintre problemele fundamentale ale fizicii particulelor elementare: problema independenței de sarcină.

Să ne întoarcem la forțele nucleare și la interacțiunea pionică. Am văzut că între particulele nucleare pot acționa trei tipuri de forțe: forțe între neutron și proton, forțe între doi protoni și forțe între doi neutroni. S-a stabilit experimental că toate cele trei tipuri de forțe sînt egale (comparația făcîndu-se bineînțeles pentru stări identice de mișcare ale particulelor). Cu alte cuvinte, forțele nucleare nu depind de sarcina particulei. Această proprietate a lor se numește independența de sarcină. Astfel protonul și neutronul apar ca una și aceeași particulă în raport cu forțele nucleare (dacă facem abstracție de diferența de masă); diferența dintre ele se face simțită numai datorită interacțiunii electromagnetice, deci sarcinii. De aceea protonul și neutronul pot fi considerați ca stări diferite ale uneia și aceleiași particule, nucleonul („nucleon" înseamnă „particulă nucleară"). Dacă nucleonul se află în starea cu sarcina 1 el este proton, dacă sarcina este nulă el este neutron. Nucleonul se notează de obicei cu litera N. Este de la sine înțeles că trecerea la această denumire nu aduce nimic nou; la rezultate noi conduce independența de sarcină.

Prima concluzie importantă care decurge din independența de sarcină a forțelor nucleare se referă la mezonii π. Întrucît forțele nucleare apar pe calea „schimbului" de mezoni π virtuali între nucleoni este evident că condiția de independență de sarcină impune limitări asupra caracterului interacțiunii mezonilor π cu nucleonii. Cercetările teoretice au arătat că forțele nucleare sînt independente de sarcină dacă interacțiunea nucleonilor cu mezonii π neutri este de două ori mai mică decît cea

Scanned with OKEN Scanner

cu mezonii π încărcaţi, iar interacţiunea nucleonilor cu mezonii π încărcaţi este aceeaşi pentru π^+ şi π^-. Dacă nu ţinem cont de deosebirea în comportarea mezonilor π^0 şi a mezonilor $\pi^\pm$ încărcaţi în raport cu nucleonii o cercetare amănunţită arată că interacţiunea pionică este de asemenea independentă de sarcină. De exemplu, energiile diferiţilor mezoni π (π^+, π^-, π^0) la interacţiunea cu nucleonii (în aceleaşi condiţii) nu vor depinde de semnul sarcinii. Astfel independenţa de sarcină a forţelor nucleare atrage după sine independenţa de sarcină pentru mezonii π. Dacă facem abstracţie de masele lor diferite, toate trei tipurile de mezoni π pot fi de asemenea socotite ca stări diferite ale unei singure particule.

Să trecem acum la problema iniţială referitoare la masele mezonilor π şi nucleonilor. Cititorul trebuie să recurgă la ajutorul imaginaţiei. Să presupunem pentru moment că nu există interacţiunea electromagnetică. Bineînţeles aceasta se poate doar imagina, căci nu este posibil să „distrugem“ interacţiunea electromagnetică ; nu este vorba de faptul că cele două particule nu interacţionează electric între ele (cum s-ar întîmpla, de exemplu, dacă ar fi depărtate una de alta), ci vom presupune că în general nu există noţiunea de electromagnetism. Cu alte cuvinte vom studia un model simplificat în care întreaga lume a particulelor elementare se compune din proton, neutron şi mezoni π, iar despre interacţiunea electromagnetică nimeni nu ştie nimic. Atunci singura interacţiune va fi cea pionică (şi forţele nucleare ce decurg din ea), iar lumea mică a acestor particule va fi independentă de sarcină. Ce se poate spune despre masele neutronului, protonului şi mezonilor π într-o astfel de lume? Evident că într-o lume independentă de sarcină toate energiile şi toate masele vor fi de asemenea independente de sarcină. Dar aceasta înseamnă că în acest caz masa neutronului trebuie să fie egală cu masa protonului şi că masele tuturor mezonilor π trebuie să fie aceleaşi.

Pînă acum nu am pomenit nimic despre antiproton şi antineutron. Este uşor să le includem şi pe ele în schemă, întrucît masa unei antiparticule este totdeauna egală cu masa particulei. Astfel în modelul simplificat există doar două mase : masa nucleonului şi masa mezonului π (fig. 24, *a*).

Să „introducem“ acum electromagnetismul. La forţele de mai înainte independente de sarcină se adaugă forţele electrice care depind de sarcină. Energia particulelor încărcate va fi diferită de cea a particulelor neutre. Prin urmare nici masele de repaus

Scanned with OKEN Scanner

ale particulelor încărcate nu pot coincide cu masa particulei neutre. Întrucît interacțiunea electromagnetică este mult mai mică decît cea pionică, variația masei trebuie să fie mică : electromagnetismul introduce numai o corecție în rezultatele obținute cu ajutorul modelului simplificat. Nivelul dublu „neutron-proton" se divide în două nivele apropiate — proton și neutron ; mezonii π vor avea două mase apropiate — masa mezonilor încărcați și masa mezonului neutru (fig. 24, *b*).

Astfel diferențele între masa mezonilor încărcați și masa mezonului neutru, între masa neutronului și masa protonului vor fi de natură electromagnetică. Masa unei particule se compune din masa de bază și un adaos mic de natură electromagnetică. Este curios că acest adaos la masă poate fi atît pozitiv, cît și negativ. Masa mezonului π^0 este mai mică decît masa mezonilor încărcați cu 9 mase electronice, surplusul fiind pozitiv, iar la nucleoni masa neutronului este mai mare decît masa protonului cu 2,5 mase electronice, surplusul fiind negativ. Diferențele maselor nu sînt mari: pentru mezonii π ele reprezintă 3%, iar pentru nucleon 0,14%. Calculele teoretice au confirmat ipoteza asupra naturii electromagnetice a diferențelor dintre mase.

Cînd se studiază spectrele atomice se întîlnesc adesea situații în care mai multe stări ale atomului au aproape aceeași energie. Dacă nu sînt mai mult de două stări atunci avem de-a face cu un dublet ; în cazul a trei stări se zice că avem un tri-

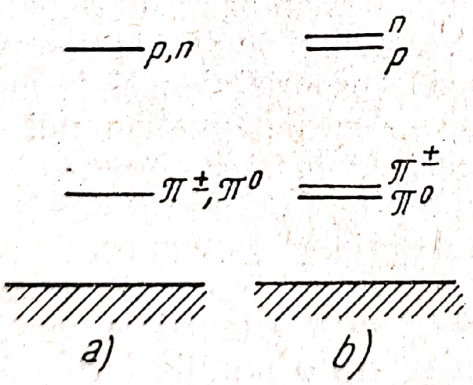


Fig. 24. Masele mezonilor π și ale nucleonilor :
a — în ipoteza că lipsește interacțiunea electromagnetică ; *b* — cînd există interacțiune.

plet, iar în cazul general grupul de nivele sau stări se numește multiplet. Prin analogie, putem spune că nucleonul reprezintă un dublet format din proton și neutron, iar mezonii π constituie un triplet compus din π^0, π^+ și π^-. Deoarece toți membri fiecăruia dintre acești multipleți au aproape aceeași masă și se deosebesc numai prin sarcină, putem în consecință să îi denumim multipleți de sarcină.

Scanned with OKEN Scanner

Spinul izobaric (izotopic)

Independența de sarcină, ca principala proprietate a interacțiunii puternice, s-a dovedit fructuoasă și în alte împrejurări. Dezvoltarea matematică a acestei idei a dus la introducerea unei noi mărimi fizice : spinul izobaric (izotopic)[1]). Această mărime a fost folosită și în teoria mezonilor π și a nucleonilor, dar ea s-a dovedit de foarte mare utilitate cînd a început „haosul mezonic" (v. cap. V). Spinul izobaric a servit la lămurirea problemelor legate de mezonii noi, după care a fost înlăturată orice îndoială asupra caracterului fundamental al acestei mărimi fizice. Descrierea spinului izobaric este deci și o introducere în capitolul următor unde se va vorbi despre particulele „stranii".

Ce este spinul izobaric ? Această noțiune a fost introdusă în urmă cu 25 ani de către Heisenberg, la descrierea forțelor nucleare.

Pentru a evita nelămuriri trebuie să observăm că adjectivul „izotopic" nu înseamnă că aceasta caracterizează într-un mod oarecare izotopii[1]). În al doilea rînd termenul de „spin" a provenit din faptul că matematica spinului izobaric nu se deosebește de matematica spinului obișnuit. O altă asemănare nu există între cele două feluri de spin.

Spinul izobaric este o noțiune destul de abstractă și de aceea, pentru a-l explica, vom folosi mai întîi noțiunea de independență de sarcină cu fig. 24 și apoi analogia cu spinul obișnuit. Mai înainte am caracterizat particula elementară prin patru mărimi fundamentale : masa, spinul, sarcina și durata de viață. Dar nucleonii și mezonii π au încă o proprietate : ei formează familii de sarcină ; astfel în lipsa electromagnetismului toți membrii fiecărei familii au drepturi egale (fig. 24, *a*). Apare întrebarea : cum să caracterizăm proprietățile de sarcină ?

Familia, ca un întreg, o putem descrie prin numărul de membri, adică prin numărul de stări de sarcină din multiplet. Tocmai numărul acesta este caracterizat prin spinul izobaric I : el este egal cu $2I+1$. Nucleonul reprezintă o familie formată din două particule, protonul și neutronul ; de aceea spinul izobaric al nucleonului este egal cu 1/2. În familia mezonilor π există trei particule și spinul izobaric este egal cu unitatea. Spinul

[1]) În original se folosește denumirea de „spin izotopic" ; vom folosi însă termenul mai corect de spin izobaric mai răspîndit în ultimul timp, deoarece spinul izobaric distinge între diferiții *izobari*, adică sisteme cu aceeași masă, și nu între *izotopi*, adică în general nuclee cu aceeași sarcină. Unii autori preferă denumirea de izospin sau I-spin pentru aceeași mărime (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

izobaric este o caracteristică a tuturor familiilor de sarcină. În afară de aceasta mai este necesară încă o mărime care să caracterizeze fiecare membru al familiei în parte. O particulă dintr-o familie de sarcină se deosebeşte de alta prin sarcină, iar sarcinile particulelor din familie diferă prin cîte o unitate. De aceea se poate alege ca mărime caracteristică chiar sarcina. Dar din punct de vedere al teoriei este mai comod să caracterizăm fiecare membru în parte nu prin sarcina lui, ci printr-o altă mărime I_z care se exprimă în funcţie de sarcină. Pentru mezonii π mărimea I_z este egală cu sarcina: mezonul π^0 are $I_z=0$, mezonul π^+ are $I_z=1$, iar mezonul π^- are $I_z=-1$. La nucleon mărimea I_z este legată de sarcină prin relaţia simplă:

$$\text{sarcina}=\frac{1}{2}+I_z$$

astfel încît neutronul are $I_z=-\frac{1}{2}$, iar protonul $I_z=\frac{1}{2}$. Se observă uşor că valoarea medie a lui I_z pentru fiecare familie de sarcină este nulă. Mărimea I_z se numeşte componenta pe axa z a spinului izobaric. Comoditatea unei astfel de descrieri a familiilor de sarcină constă în aceea că I şi I_z sînt legate de o singură mărime: „vectorul"-spin izobaric **I**. În acest caz I_z reprezintă „proiecţia lui **I** pe axa z", iar spinul izobaric I este valoarea absolută a „vectorului" **I**. Nu am luat întîmplător în ghilimele cuvintele „vector" şi „proiecţie pe axa z". „Axa z" despre care s-a vorbit nu este o axă din spaţiul în care trăim noi, iar vectorul **I** de asemenea nu este un vector din acest spaţiu. Aceste denumiri reflectă o analogie matematică între proprietăţile spinului izobaric şi proprietăţile vectorului-spin care descrie rotaţia proprie a particulei elementare [1]).

Astfel o familie sau un multiplet de sarcină de particule elementare este caracterizată în întregime prin spinul izobaric,

---

[1]) Într-adevăr ne-am imaginat o particulă cu spin sub forma unui titirez. Cea mai importantă proprietate era „cuantificarea" direcţiilor axei „titirezului", care nu putea avea poziţii arbitrare, ci numai anumite direcţii bine determinate (fig. 10). Pentru particulele cu spinul $s=\frac{1}{2}$ existau numai 2 poziţii: fie în sensul cîmpului magnetic, fie în sens opus cîmpului magnetic, cele două proiecţii corespunzătoare fiind:

$$s_z=\frac{1}{2} \quad \text{şi} \quad s_z=-\frac{1}{2}.$$

La particulele cu spinul $s=1$ pot exista trei direcţii, adică cu proiecţiile $s_z=-1, 0, +1$. Aceleaşi proprietăţi am găsit şi pentru mărimile I şi I_z: la

iar membrii familiei (particulele care intră în componența sa) se deosebesc între ei prin „proiecția“ spinului izobaric I_z. Cu ajutorul spinului izobaric este foarte comod să formulăm acele proprietăți ale transformărilor particulelor elementare care rezultă din independența de sarcină a interacțiunii. Iată deci că independența de sarcină apare ca o nouă lege de conservare, legea conservării spinului izobaric. Conform acestei legi spinul izobaric total al tuturor particulelor și proiecția sa nu se schimbă în urma reacțiilor. Dar legea conservării spinului izobaric nu este atît de generală ca legea conservării energiei sau a sarcinii; ea se îndeplinește numai pentru transformările provocate de interacțiunile independente de sarcină. Dintre toate interacțiunile cunoscute de noi pînă aici (v. tabela II) numai interacțiunea pionică este independentă de sarcină. În interacțiunile electromagnetică și cele slabe nu se conservă spinul izobaric; în aceste interacțiuni forțele dintre particule depind de faptul că particulele respective au sau nu sarcină. Din acest motiv electronului, pozitronului, mezonului μ și fotonului nu li se pot atribui valori ale spinului izobaric, căci aceste particule nu iau parte la interacțiuni independente de sarcină.

---

un I dat sînt posibile $2I+1$ valori diferite ale „proiecției“ I_z, diferind una de alta printr-o unitate, astfel că valoarea medie a lui I_z este egală cu zero. Dar pentru spinul obișnuit orientările axei „titirezului“ sînt pe deplin reale și axa z este una dintre axele spațiului nostru, de exemplu pe direcția cîmpului magnetic. Mărimile spinului izobaric I și I_z introduse pentru a putea descrie familiile de sarcină nu au însă nimic comun cu spinul obișnuit s în afară de analogia formală, iar simbolul „z“ din I_z este scris numai pentru că proiecțiile spinului obișnuit se notează de asemenea cu litera z.

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL V

PARTICULELE STRANII

Din anii 1946—1947 fizicienii au trecut la o nouă ofensivă asupra razelor cosmice. Ei s-au pregătit bine pentru aceasta folosind metode experimentale perfecţionate. Pentru a înregistra şi a cerceta razele cosmice s-au folosit plăcile nucleare cu emulsii îmbunătăţite, camera Wilson, spectrometrul de masă şi o metodă foarte precisă a studiului urmelor, precum şi multe alte metode. Razele cosmice au fost studiate la nivelul mării şi în munţi cu ajutorul camerei Wilson şi a plăcilor nucleare, iar la înălţimi mai mari prin intermediul baloanelor sondă şi al rachetelor. Străduinţele savanţilor nu au fost zadarnice; ei au descoperit noi particule, în cantitate mare. A început o adevărată invazie a particulelor elementare.

Invazia particulelor elementare

Chiar în acelaşi an cînd s-a descoperit mezonul π, fizicienii englezi Butler şi Rochester au reuşit să fotografieze dezintegrarea unei particule necunoscute. Urma particulei înseşi nu se vedea, ceea ce indică că este vorba de o particulă neutră, iar urmele celor două particule rezultate din dezintegrare formau o furcă în forma de V. De aceea particula necunoscută a primit la început denumirea de V^0. În fig. 25 este reprodusă fotografia dezintegrării particulei V^0 în camera Wilson. Studiul acestei furci i-a condus pe Butler şi Rochester la convingerea că produsele de dezintegrare pot fi mezoni π şi mezoni μ. Calculul energiei cinetice a permis evaluarea masei particulei V^0 la aproximativ 1 000 mase electronice.

Pe o altă fotografie, obţinută tot de Butler şi Rochester, se vede de asemenea furca în formă de V, la care însă unghiul dintre urme este obtuz, iar una dintre particule s-a mişcat către vîrful furcii (fig. 26). Acest eveniment a fost interpretat ca dez-

Scanned with OKEN Scanner

integrarea unei particule încărcate încă necunoscută, într-o particulă încărcată şi în una sau cîteva particule neutre. În decursul următorilor trei-patru ani s-au obţinut multe fotografii de particule V. Aceasta a fost o muncă laborioasă, căci pentru

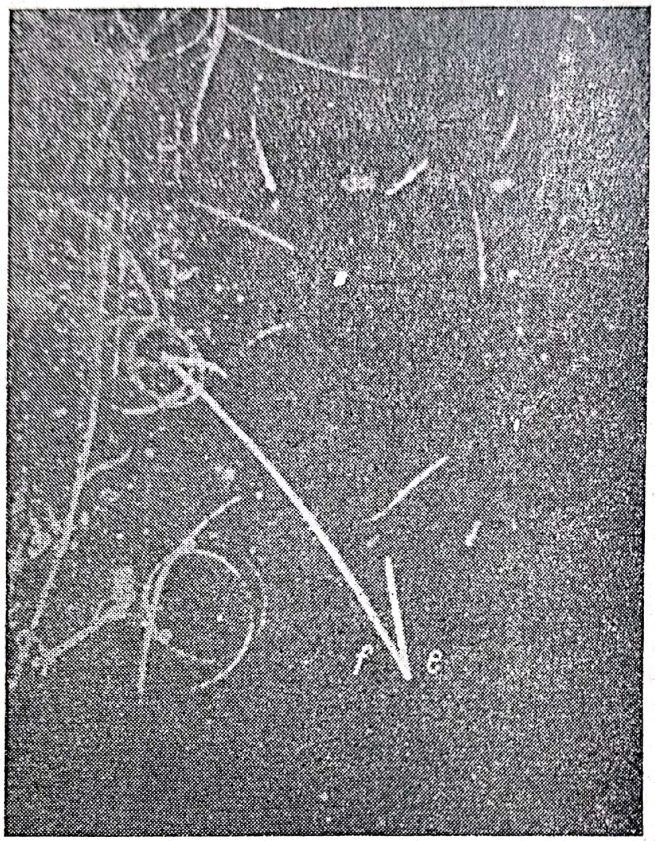


Fig. 25. Dezintegrarea unei particule neutre V^0 în camera Wilson.
Cu literele *e* şi *f* sînt notate urmele particulelor încărcate generate prin dezintegrare.

„a vedea" un singur caz neobişnuit a trebuit să fie fotografiate pînă la o mie de evenimente provocate de razele cosmice. Numărul global al fotografiilor luate în scopul găsirii acestor particule în aceşti ani a întrecut 100 000. Ca rezultat s-a stabilit existenţa a două tipuri de particule neutre care dau la dezintegrare o furcă în formă de V. Cea de a doua particulă V^0 trebuia să aibă masa apropiată de 2 200 m_e, ceea ce întrecea valoarea masei neutronului. Aceasta a fost o posibilitate neprevăzută, deoarece ştim că mai înainte se presupunea că nu există particule mai grele decît neutronul. Fotografii de particule V încărcate se întîlnesc şi mai rar ; la 5—6 fotografii de dezintegrări de particule neutre întîlnim o singură fotografie de particulă încărcată.

Scanned with OKEN Scanner

În fizica particulelor elementare a început o perioadă încordată. Străduindu-se să determine proprietăţile particulelor V, savanţii au făcut mereu noi şi noi experienţe prin diferite metode şi au dat de alte particule. Numărul particulelor descoperite a crescut catastrofal de repede. O parte dintre ele s-au dovedit a fi datorite unor erori experimentale, dar cea mai mare parte se menţineau cu perseverenţă. Pentru a denumi particulele noi s-a folosit alfabetul grec. Au apărut astfel mezonii $\varsigma^{\pm}$(zeta), $\varkappa^{\pm}$(kapa), $\tau^{\pm}$, τ^{0}(tau), $\chi^{\pm}$(hi), $\theta^{\pm}$, θ^{0}(teta), deosebindu-se unii de alţii prin mase, schema de dezintegrare şi durata de viaţă. Masele acestor particule aveau valorile: 550, 900, 950, 965 şi 1 000 mase electronice. O a doua grupă se compunea din particule cu masa mai mare decît masa neutronului

Fig. 26. Dezintegrarea unei particule V negative (urma 1) într-o particulă încărcată (urma 2) şi o particulă neutră.

şi mai mică decît masa deutonului (aproximativ dublul masei neutronului). Ele au fost denumite hiperoni.

Pe măsură ce s-au acumulat date experimentale au fost corectate masele particulelor elementare, s-au precizat duratele de viaţă, s-a putut determina spinul lor. S-a lămurit că parti-

Scanned with OKEN Scanner

cula cu masă 550 m_e (mezoni ς) nu există. Corecţiile aduse maselor celorlalte particule a strîns masele în jurul valorii de 965 m_e, iar duratele de viaţă ale tuturor acestor mezoni păreau a fi aproximativ aceleaşi. Numărul noilor mezoni neutri s-a redus la unul. Întrucît masele noilor mezoni încărcaţi coincideau între ele, ar fi fost natural să se presupună că toţi mezonii negativi se reduc în realitate numai la două particule : o particulă pozitivă şi alta negativă. În legătură cu acest fapt a apărut o greutate deoarece fiecare din mezonii τ, θ, $\varkappa$, χ are schema sa de dezintegrare. Totuşi dificultatea se poate înlătura admiţînd că un mezon poate să aibă cîteva scheme de dezintegrare diferite.

Ca rezultat al experienţelor s-a găsit următorul tablou al proprietăţilor noilor particule elementare a căror existenţă s-a stabilit în mod cert : toate particulele se grupează în două categorii după masă şi spin (după tipul statisticii căreia se supune).

Prima grupă cuprinde particulele cu masa în jurul a 965 mase electronice. Ele se numesc în prezent particule K sau mezoni K. Statistica de care ascultă este statistica Bose-Einstein, deci sînt bosoni, ca şi mezonii π. Mezonii K se întîlnesc sub formă de particule cu sarcină pozitivă, negativă sau fără sarcină. Masa mezonilor K încărcaţi este cu aproximativ 1,5 m_e mai mică decît masa mezonilor K neutri [1]). Mezonul neutru K este chiar prima particulă V^0 descoperită de Butler şi Rochester. Toţi mezonii K sînt instabili. Mezonii K încărcaţi trăiesc în medie $1{,}2 \cdot 10^{-8}$ s, adică aproximativ a suta milioana parte dintr-o secundă.

Dezintegrările particulelor K reprezintă o problemă deosebit de interesantă. Să luăm ca exemplu mezonul K pozitiv, care se dezintegrează cel mai frecvent într-un mezon μ şi un neutrino :

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu.$$

În afară de această schemă, destul de des se întîlneşte şi dezintegrarea unui mezon pozitiv, cu aceeaşi masă ca şi mezonul K^+, în doi mezoni π:

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^0.$$

Este oare aceasta un al doilea mod de dezintegrare al mezonului K sau aşa se dezintegrează o particulă diferită de el ?

[1]) Acest rezultat a fost obţinut abia în 1959 (în originalul în limba rusă se afirmă contrariul). Actualmente se studiază mecanismele care provoacă această diferenţă (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Coincidența maselor celor două particule ce se dezintegrează și spinul lor întreg fac foarte probabilă identitatea lor, iar măsurătorile arată că și duratele de viață ale ambilor mezoni sînt practic aceleași. Cînd s-a comparat frecvența celor două moduri de dezintegrare s-a văzut că dezintegrarea printr-un mezon μ este totdeauna de aproximativ două ori mai frecventă decît dezintegrarea în doi mezoni π, iar acest raport nu depinde

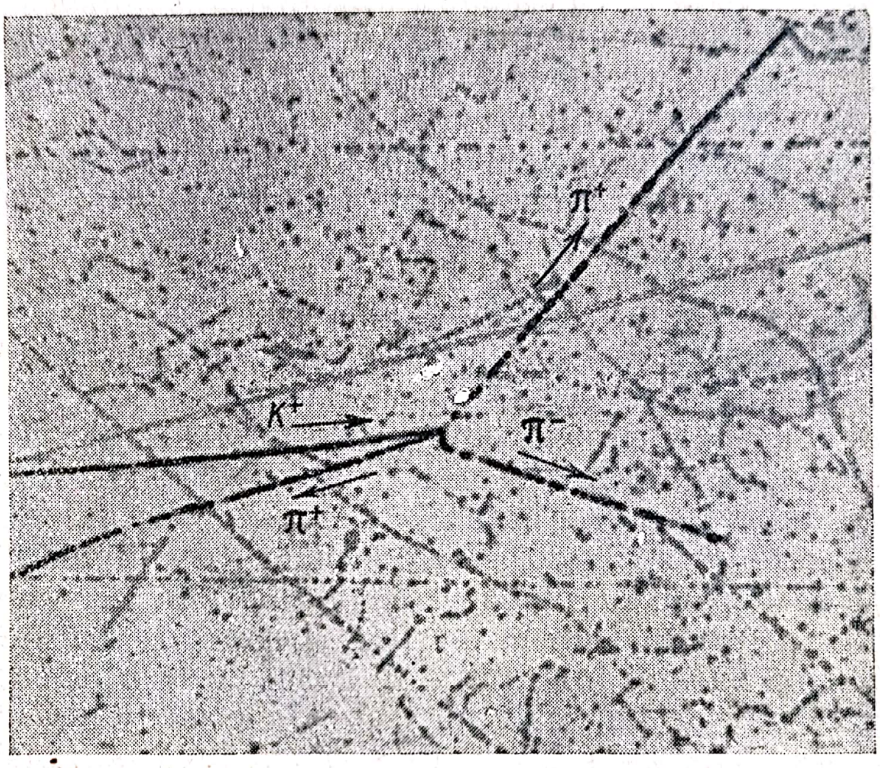


Fig. 27. Dezintegrarea unui mezon K pozitiv în trei mezoni π în camera cu bule.

de modul în care s-au născut mezonii K. S-a ajuns deci la concluzia că diferitele posibilități de dezintegrare sînt proprii unei singure particule K^+ și nu unor particule deosebite. În afară de schemele scrise mai sus sînt cunoscute și altele (mai rar întîlnite), dintre care cea mai importantă este dezintegrarea mezonului K^+ în trei mezoni π:

$$K^+ \longrightarrow \begin{cases} \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \\ \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \end{cases} \qquad K^+ \longrightarrow \begin{cases} \pi^0 + \mu^+ + \nu \\ \pi^0 + e^+ + \nu. \end{cases}$$

Fotografia unei dezintegrări în trei mezoni π este reprodusă în fig. 27. Existența diferitelor tipuri de dezintegrări sau mai precis dezintegrări în doi mezoni π sau în trei mezoni π

este primul mister al particulei K. În fizica cuantică există așa numita lege de conservare a *parității,* despre care se va vorbi în capitolul următor. În concordanță cu această lege, un mezon care se dezintegrează în doi mezoni π nu se poate dezintegra în trei mezoni π. În legătură cu aceasta s-a considerat că cele două tipuri de dezintegrări se datoresc fiecare în parte unei alte particule K. Aceste particule au fost desemnate prin literele θ (teta) și τ (tau), iar problema legată de dezintegrările lor este cunoscută sub denumirea de „enigma tau-teta". Anticipînd asupra problemei neconservării parității, vom considera că θ și τ sînt particule identice.

A doua grupă de particule noi o constituie hiperonii ale căror mase se află în intervalul de la 2 180 pînă la 2 600 mase electronice. Toți hiperonii au spinul egal cu $\frac{1}{2}$ [1] și sînt, ca și neutronul și protonul, fermioni grei. Dar asemănarea dintre hiperoni și nucleoni nu se mărginește numai la aceasta ; există unele motive care ne permit să presupunem că nucleonii și hiperonii sînt particule înrudite. De obicei ele sînt înglobate sub denumirea de „barioni", ceea ce înseamnă „particule grele". Înrudirea dintre diferiți barioni se poate vedea și din legea de conservare a barionilor, care spune că diferența dintre numărul de barioni și numărul de antibarioni nu se schimbă niciodată în urma transformărilor. Legea de conservare a numărului de barioni înlocuiește în cazul de față legea conservării numărului de particule nucleare. În concordanță cu această lege, dacă am avut inițial un proton, după o transformare oarecare trebuie neapărat să existe un barion (fie un proton, fie un neutron, fie unul dintre hiperoni). Teoreticienii consideră legea conservării barionilor tot atît de exactă ca și legea conservării sarcinii electrice. Experiențele confirmă această părere.

Hiperonii sînt instabili ; durata lor de viață este puțin mai mică decît durata de viață a mezonilor K și reprezintă aproximativ a zecea miliarda parte dintr-o secundă (10^{-10} s). În concordanță cu legea conservării barionilor, la dezintegrarea hiperonilor apare totdeauna fie un nucleon, fie un alt hiperon. Au fost descoperiți experimental următorii patru hiperoni : hiperonul neutru Λ (lambda) cu masa 2 182 mase electronice, hipe-

---

[1]) Spinul hiperonilor nu a fost determinat direct și valoarea $\frac{1}{2}$ este cea mai probabilă valoare (atît din punct de vedere teoretic, cît și experimental) (N. Red. E. T.).

ronul Σ (sigma) pozitiv și negativ cu masele 2 326 și 2 340 mase electronice și hiperonul negativ Ξ (ksi) cu masa 2 585 mase electronice [1]). În afară de aceștia după cum vom vedea mai departe, mai există încă un hiperon care a fost prevăzut inițial în mod teoretic și apoi descoperit experimental. Hiperonul Ξ^- se mai numește și hiperon de cascadă, întrucît el este unicul dintre hiperoni care se dezintegrează într-un alt hiperon și un mezon [2]):

$$\Xi^- \longrightarrow \Lambda + \pi^-.$$

Hiperonul lambda ne este deja cunoscut: el este chiar cea de a doua particulă V^0 descoperită de Butler și Rochester.

Particulele stranii

Astfel în anii 1952—1953 fizicienii au constatat că există cel puțin încă șapte particule noi. Situația s-a complicat și mai mult prin faptul că particulele noi se comportau extrem de ciudat.

Imediat după primele experiențe cu noile particule s-au ivit greutăți în interpretarea datelor. Aceste greutăți erau legate de comportarea ciudată, stranie a noilor particule, atît la naștere cît și la dezintegrarea lor. În fig. 28 se pot vedea generarea și dezintegrarea particulelor Λ și K^0.

Hiperonii și mezonii K se generează ușor la ciocnirile dintre mezoni și protoni. Asemenea reacții s-au observat adeseori în cosmotron, acceleratorul puternic de protoni care funcționează la Brookhaven (S. U. A.), dînd protoni cu energie pînă la 3 miliarde electron-volți. Acest accelerator, care a început să funcționeze în anul 1953, a dat multe informații asupra particulelor stranii. Protonii rapizi au fost folosiți pentru crearea fasciculelor de mezoni π rapizi (v. fig. 21 unde este reprezentată schema de generare artificială a mezonilor π); mezonii π astfel

---

[1]) În 1958 a fost găsit și hiperonul neutru Σ^0 cu masa aproximativ de 2330 m_e, iar la începutul anului 1959 s-a observat hiperonul neutru Ξ^0 cu o masă de aproximativ 2570 m_e. Ambele particule au fost prevăzute teoretic. A fost de asemenea observată antiparticula lui Λ^0 — antihiperonul $\bar{\Lambda}^0$ (N. Red. E. T.).

[2]) La rîndul său Λ^0 se dezintegrează, astfel că dezintegrarea lui Ξ^- are loc în cascadă $\Xi^- \longrightarrow \Lambda + \pi^-$.
$\searrow p + \pi^-$

creaţi au fost dirijaţi către o ţintă şi ciocnindu-se cu protonii ţintei au generat hiperoni şi mezoni K, de exemplu (fig. 28) prin reacţia :

$$\pi^- + p \longrightarrow K^0 + \Lambda.$$

Transformări asemănătoare s-au observat adeseori, la energii de ordinul miliardelor de electron-volţi, ceea ce corespunde

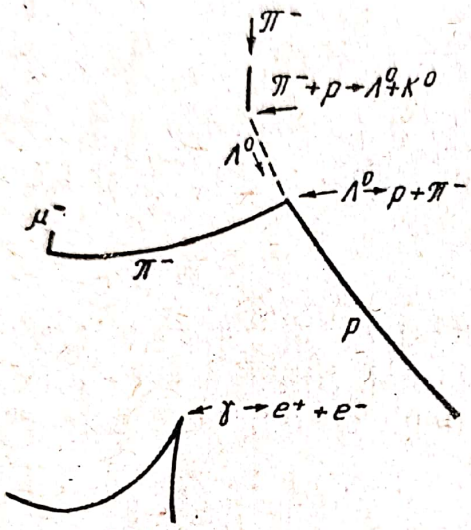


Fig. 28. Schema apariţiei simultane a unui hiperon şi a unui mezon K^0 în camera cu bule.

unei interacţiuni puternice de acelaşi ordin de mărime ca şi interacţiunea nucleară. Pe de altă parte, la dezintegrarea hiperonului Λ apar de asemenea un proton şi un mezon π sau un neutron şi un mezon π (v. fig. 26) :

$$\Lambda \longrightarrow \pi^- + p \quad \text{sau} \quad \Lambda \longrightarrow n + \pi^0.$$

Întrucît şi dezintegrarea şi generarea particulelor lambda sînt legate de mezoni π şi nucleoni, trebuie să ne aşteptăm ca dezintegrarea să aibă loc foarte rapid şi timpul de dezintegrare să fie de acelaşi ordin ca şi timpul de generare. Însă în realitate dezintegrarea decurge foarte încet. Astfel timpul de dezintegrare al particulei Λ este aproximativ $3 \cdot 10^{-10}$ s, iar timpul de generare de acelaşi ordin ca şi timpul nuclear, 10^{-23} s. O diferenţă atît de mare nu poate fi întîmplătoare : iniţial ea a părut inexplicabilă. Se punea problema : de ce generarea noilor particule la ciocnirile dintre protoni şi mezoni π are loc atît de repede, iar dezintegrarea în mezoni π şi protoni este înceată ? De această primă problemă se lega alta : noile particule apăreau totdeauna în perechi. În nici o experienţă nu s-a găsit doar o singură particulă (fie mezon K, fie hiperon), ci

Scanned with OKEN Scanner

pretutindeni au apărut numai împreună [1]). De exemplu ciocnirea mezonului π cu un proton duce la apariţia particulelor K^0 şi Λ. Însă din punctul de vedere al energiei necesare, cît şi a celorlalte legi de conservare, generarea unei singure particule de acest gen trebuie să fie mult mai probabilă decît generarea amîndurora împreună. Noile particule (hiperonii şi mezonii K) păreau într-adevăr ciudate şi de aceea au fost denumite particule stranii.

Cum se întîmplă adeseori, cheia primei enigme se află în cea de a doua. Generarea simultană (şi numai simultană !) a particulelor stranii poate fi interpretată ca rezultatul interdicţiei de a se genera o singură particulă stranie. Oricare ar fi cauzele interdicţiei, cu ajutorul ei se explică stabilitatea uimitoare a acestor particule faţă de dezintegrare. Conform principiului reversibilităţii, fiecărei reacţii îi corespunde totdeauna o reacţie inversă. De aceea dacă nu este posibilă generarea separată a unei particule stranii la ciocnirea protonilor cu mezoni π, atunci ar trebui să fie interzisă şi dezintegrarea fiecărei particule stranii într-un proton şi un mezon π.

Dezintegrarea lentă a particulelor stranii care a fost observată a fost atribuită faptului că interdicţia generării separate nu este absolută şi se referă numai la interacţiunile puternice, fără a fi adevărată pentru interacţiunile slabe. Această concluzie este susţinută şi de rezultatul comparării timpului de generare prin dezintegrare a particulelor stranii ; după cum am văzut, aceste timpuri diferă între ele prin factorul 10^{13}. Cifra corespunde ca ordin de mărime cu raportul dintre interacţiunea puternică şi interacţiunea slabă (v. tabela II).

Care sînt cauzele interdicţiei ? Ce lege este aceea care permite ca particulele stranii să se nască numai împreună, în perechi ? Această interdicţie nu a rezultat din legile de conservare cunoscute şi s-ar putea ca aici să acţioneze o altă lege de conservare nouă, legată de o proprietate încă necunoscută a particulelor stranii. Trebuia dezvăluită acea proprietate care distinge particulele stranii de cele obişnuite. Pentru aceasta a fost necesar să se ia în consideraţie totalitatea particulelor stranii şi să se compare cu particulele obişnuite. Cu alte cuvinte, trebuia început cu încercări de a se găsi o modalitate de a include particulele stranii în clasificarea generală a particulelor.

[1]) Faptul că particulele „noi“ se nasc totdeauna împreună a fost descoperit în fond mai tîrziu şi a constituit o verificare a teoriei particulelor stranii. El a fost întîi formulat ca ipoteză teoretică (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Clasificarea particulelor stranii

O clasificare este primul pas în construirea unei ştiinţe. În multe cazuri posibilitatea de a clasifica diferitele fenomene este extrem de importantă, iar clasificarea propriu-zisă duce la descoperiri. Să ne amintim de exemplu ce rol mare a jucat clasificarea lui Linné pentru zoologie. Un alt exemplu concludent îl constituie clasificarea elementelor chimice — sistemul periodic al lui Mendeleev. Istoria ştiinţei ne învaţă că clasificarea nu duce numai la sistematizarea unor cunoştinţe disparate, ci include în sine şi posibilitatea prezicerii unor fapte noi. Şi aici poate servi ca exemplu sistemul periodic al lui Mendeleev. După ce Mendeleev a construit acest sistem au rămas căsuţe goale : clasificarea indica acele elemente necunoscute încă, dar care trebuia să existe. Într-adevăr căsuţele goale au fost umplute ulterior cu elementele chimice care lipseau, găsite în deplină concordanţă cu presupunerile lui Mendeleev.

Principalul într-o clasificare constă în alegerea criteriului după care se face sistematizarea obiectelor. Cu o clarviziune excepţională Mendeleev a ales drept criteriu esenţial greutatea atomică şi aceasta a fost chezăşia succesului său. Înainte am făcut o primă clasificare a particulelor elementare după masa, spinul şi sarcina lor electrică. Cu ajutorul acestei clasificări am putut să înţelegem reacţiile care pot avea loc cu particulele obişnuite (nestranii). Pentru particulele stranii nu este însă suficient să se dea masa, spinul şi sarcina electrică pentru a înţelege comportarea lor. Aceasta rezultă din contradicţia care există între naşterea lor rapidă şi dezintegrarea lor lentă. Ce trebuie deci luat drept criteriu conducător în clasificarea particulelor stranii ?

Pentru a găsi o cale de determinare a acestui criteriu să cercetăm comportarea de neînţeles a particulelor stranii dintr-un punct de vedere întrucîtva diferit. Inexplicabila generare simultană a particulelor stranii se datoreşte unei interacţiuni tari ; asupra acestui fapt nu există îndoială, întrucît particulele stranii se nasc cu frecvenţă mare. Acest fapt, mărimea interacţiunii, trebuie luat drept criteriu pentru clasificarea particulelor stranii. Se poate presupune că proprietăţile particulelor stranii sînt legate înainte de orice de proprietăţile interacţiunii tari dintre hiperoni, mezoni K şi nucleoni, care ne aminteşte de cunoscuta interacţiune pionică. În ambele cazuri interacţiunea leagă fermioni de bosoni, în ambele cazuri fermionii şi bosonii pot fi atît încărcaţi cît şi neutri, ambele interacţiuni nu sînt de

Scanned with OKEN Scanner

natură electromagnetică şi sînt apropiate ca ordin de mărime. Iată deci că apare ideea că independenţa de sarcină este proprie nu numai interacţiunii pionice, ci şi interacţiunii între mezoni K şi hiperoni. Această ipoteză a ridicat independenţa de sarcină la rangul celor mai importante principii ale fizicii particulelor elementare. S-a presupus că aproape douăzeci de particule se află în sfera sa de influenţă.

Ce înseamnă independenţa de sarcină pentru particulele stranii ? Aşa cum am văzut în cap. IV independenţa de sarcină se manifestă prin existenţa multipleţilor la mezoni π şi nucleoni : nucleonul reprezintă un dublet de sarcină, iar mezonul π un triplet de sarcină. Matematic această proprietate se exprimă prin faptul că nucleonul şi mezonul π au spinul izobaric I respectiv egal cu $\frac{1}{2}$ şi 1. Toate reacţiile dintre nucleoni şi mezoni π sînt independente de sarcină sau, cu alte cuvinte, în toate transformările bazate pe interacţiune pionică se conservă spinul izobaric total şi proiecţia I_z a acestuia. Astfel dacă extindem noţiunea de independenţă de sarcină asupra particulelor stranii, atunci va trebui să presupunem că şi ele pot să fie întîlnite sub forma de multipleţi de sarcină (familii de sarcină) şi că au spin izobaric. Dacă se compară masele şi sarcinile particulelor stranii reiese că ele pot fi de asemenea grupate în familii de sarcină.

În tabela III sînt date masele acelor particule stranii care erau cunoscute în momentul cînd a început clasificarea lor. Să

Tabela III. **Clasificarea particulelor stranii**

Particula	Simbolul	Sarcina		
		+1	0	−1
Mezonii K	$K^{\pm}$, K^0	966,5	976,0	966,5
Hiperonul Λ	Λ	—	2 182	—
Hiperonii Σ	$\Sigma^{\pm}$	2 326	—	2 340
Hiperonul Ξ	Ξ^-	—	—	2 585

ne amintim că masele particulelor unei familii pot să difere una de alta numai cu o cantitate mică. Din tabela III rezultă că mezonii K formează o familie de sarcină, iar hiperonii Σ^+ şi Σ^- reprezintă membrii unei alte familii. Mai proastă este însă situaţia în ceea ce priveşte hiperonii Ξ şi Λ, întrucît se pare că nu au alţi membri în multipleţi. Bineînţeles este clar că ei

Scanned with OKEN Scanner

nu pot fi înglobaţi în aceeaşi familie întrucît diferenţa dintre masele lor este suficient de mare: ea întrece 140 mase electronice, adică corespunde la mai mult de 6%. Totuşi această neregularitate nu contrazice concluzia asupra existenţii multipleţilor la particulele stranii, deoarece o „familie“ poate avea chiar un singur membru şi, un alt argument, este posibil ca să nu fie cunoscuţi toţi membrii familiei.

Mai departe vom discuta cîte particule trebuie să conţină fiecare familie de sarcină. Această problemă este tot atît de importantă ca şi faptul că fiecărei familii trebuie să i se atribuie un spin izobaric I, astfel încît numărul particulelor dintr-o familie să fie egal cu $2I+1$. Deci în cazul cînd o familie de sarcină conţine numai o singură particulă atunci această particulă are $I=0$; dacă sînt două particule $I=1/2$, iar dacă sînt trei particule $I=1$. În acelaşi timp membrii cei mai apropiaţi ai familiei trebuie să difere unul de celălalt printr-o unitate de sarcină. Cu ajutorul acestor informaţii se pot distribui toate particulele stranii în familii de sarcină.

Să începem cu hiperonul Λ. Reprezintă el singur o familie sau încă nu ne sînt cunoscuţi ceilalţi membri ai familiei? Acest hiperon este destul de bine studiat şi se poate considera că el reprezintă într-adevăr o particulă „unică“. În acest caz spinul său izobaric trebuie să fie egal cu zero. Să luăm acum cei doi hiperoni Σ^+ şi Σ^-. Ei aparţin aceleiaşi familii. Întrebarea este: mai există în afara lor vreun membru încă necunoscut al acestei familii? Sarcinile mezonilor Σ^- şi Σ^+ diferă între ele cu două unităţi, fapt care poate avea loc numai într-o familie compusă din trei particule ale căror sarcini sînt -1, 0, $+1$. Astfel, dacă Σ^+ şi Σ^- fac parte dintr-o familie, între ele trebuie să existe încă un membru, un hiperon neutru Σ^0. Ipoteza existenţei hiperonului Σ^0 a fost prima cucerire a clasificării după spinul izobaric. La puţin timp după aceasta presupunerile au fost verificate experimental, prin descoperirea hiperonului Σ^0.

Folosind aceeaşi metodă la hiperonul de cascadă Ξ s-a ivit o greutate similară ca şi în cazul particulei Λ. Experienţa stabilise precis numai existenţa hiperonului Ξ^-; hiperonul Ξ^+ nu a putut fi găsit. Se pare că el nu există, în schimb este foarte posibil ca în familia Ξ să existe încă un hiperon, şi anume Ξ^0, a cărui existenţă este greu de dovedit din cauza

Scanned with OKEN Scanner

inexistenței sarcinii și a duratei de viață mică [1]). Sînt deci două posibilități pentru familia hiperonilor de cascadă Ξ; sau conține un singur hiperon Ξ^- sau doi. În ultimul caz experimentatorii trebuie să caute hiperonul Ξ neutru. În primul caz spinul izobaric al particulei ar fi egal cu zero, iar în al doilea caz egal cu 1/2. S-a dovedit că al doilea caz concordă mai bine cu datele experimentale și de aceea s-a atribuit hiperonului Ξ^- spinul izobaric $I=\frac{1}{2}$. Este oare justă această soluție? Experiențele recente au dovedit corectitudinea acestei ipoteze [2]).

În ceea ce privește familia particulelor K s-ar părea că nu este greu să-i determinăm spinul izobaric, adică ar fi suficient să privim tabela III unde se văd cei trei membri ai acestei familii. S-ar părea că spinul izobaric al mezonilor K este egal cu unitatea. Totuși realitatea este alta. Mezonii K nu se comportă ca particule cu spinul $I=1$. Această concluzie reiese din faptul că dacă I ar fi egal cu unitatea s-ar contrazice cunoscuta reacție în care apar hiperonul Λ și mezonul K^0:

$$\pi^- + p \longrightarrow K^0 + \Lambda.$$

Să o cercetăm din nou și să calculăm proiecțiile spinului izobaric I_z în ambii membri. În ipoteza că reacția este independentă de sarcină, suma proiecțiilor I_z pentru partea stîngă, $\pi^- + p$, trebuie să fie egală cu suma pentru partea dreaptă, $K^0 + \Lambda$. Astfel pentru mezonul π^- avem $I_z = -1$, iar pentru proton $I_z = \frac{1}{2}$ ceea ce face în total $-\frac{1}{2}$. Pentru particulele din partea dreaptă este cunoscut numai spinul izobaric al particulei Λ, egal cu zero, de unde rezultă că și proiecția sa I_z este nulă. În consecință vom avea pentru mezonul K^0 proiecția $I_z = -\frac{1}{2}$ și spinul izobaric $I=\frac{1}{2}$.

Am ajuns la concluzia că spinul izobaric al mezonilor K este egal cu $\frac{1}{2}$. Cum să punem acest fapt în concordanță cu realitatea? În multipletul mezonilor K sînt trei particule și nu două cum rezultă la un spin izobaric de $\frac{1}{2}$! Soluția este urmă-

---

[1]) După cum s-a mai observat, acest hiperon a fost într-adevăr pus în evidență în anul 1959 (N. Red. E. T.).

[2]) Această frază înlocuiește următoarea frază din original: Experiența va fi arbitrul care va confirma sau infirma existența lui Ξ neutru.

toarea : trebuie să existe patru mezoni K, doi neutri, unul pozitiv şi unul negativ. Aceste patru particule formează doi dubleţi : mezonii K^+ şi K^0 reprezintă un dublet, iar mezonii K^- şi $\bar{K}^0$ ($\bar{K}^0$ denotînd cel de al doilea mezon K neutru) un alt dublet. Dubletul (K^-, $\bar{K}^0$ este un dublet de antiparticule faţă de dubletul particulelor K^+, K^0).

Totuşi introducerea mezonului $\bar{K}^0$ nu rezolvă în întregime problema ; mai trebuie dovedit că particulele K^0 şi $\bar{K}^0$ sînt diferite. Teoria a elucidat şi această dificultate. Vom numi mezon K^0 acel mezon K neutru care se naşte împreună cu hiperonul Λ în reacţia :

$$\pi^- + p \longrightarrow K^0 + \Lambda.$$

Pentru celălalt mezon $\bar{K}^0$ această cale este interzisă. În schimb ciocnirea lui cu un proton duce la reacţia :

$$\bar{K}^0 + p \longrightarrow \pi^+ + \Lambda$$

reacţie imposibilă pentru mezonul K^0.

Cînd teoreticienii au studiat şi mai amănunţit proprietăţile mezonilor K^0 şi $\bar{K}^0$ au ajuns la concluzii uimitoare. A rezultat că cei doi mezoni se comportă ca particule diferite numai la generarea lor. Dacă însă mezonul K^0 (sau $\bar{K}^0$) se mişcă liber, el se comportă ca un amestec de alte două particule neutre K_1^0 şi K_2^0. Aceste ultime particule se deosebesc una de cealaltă prin faptul că se dezintegrează după scheme diferite şi au de asemenea durate de viaţă deosebite. Mezonul K_1^0 se dezintegrează repede, în 10^{-10} s, în doi mezoni π:

$$K_1^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$$

(dezintegrare socotită înainte în mod greşit ca aparţinînd mezonului K^0). Pentru K_2^0 este interzisă reacţia de mai sus, în schimb există alte trei posibilităţi : mezon π, mezon μ şi neutrino, mezon π electron şi neutrino sau trei mezoni π ;

$$K_2^0 \longrightarrow \begin{cases} \pi^{\pm} + e^{\mp} + \nu \\ \pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \nu \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \end{cases}$$

Scanned with OKEN Scanner

Dezintegrarea mezonului K_2^0 trebuie să decurgă mult mai încet decît dezintegrarea mezonului K_1^0.

Dar proprietăţile uimitoare ale particulelor K neutre nu se limitează la aceasta. La rîndul său mezonul K_1^0 (sau K_2^0), la ciocnirea cu nucleele, se comportă ca un amestec de mezoni K^0 şi $\bar{K}^0$.

Cum s-ar putea detecta exeperimental asemenea proprietăţi neobişnuite? Să urmărim în gînd soarta mezonilor K^0 generaţi la ciocnirea mezonilor π cu protonii, adică la reacţia:

$$\pi^- + p \longrightarrow K^0 + \Lambda.$$

Considerăm un flux de mezoni π^- care cade din partea stîngă pe un perete subţire, după care se află vid (fig. 29). La ciocnirea unui mezon π cu un proton din peretele I se nasc K^0 şi Λ. Cînd mezonul K^0 începe să se mişte în vid el reprezintă un amestec de două particule K_1^0 şi K_2^0, dar în acelaşi timp K_1^0 se dezintegrează rapid în doi mezoni π. După cîţiva centimetri toţi mezonii K_1^0 dispar şi rămîn numai mezonii K_2^0. Dacă mai departe se află un al doilea perete la el ajung numai mezonii K_2^0. Aceasta se poate constata prin faptul că înaintea celui de al doilea perete nu mai apar dezintegrări în mezoni π^+ şi π^-, proprii mezonilor K_1^0. Ce se va întîmpla la

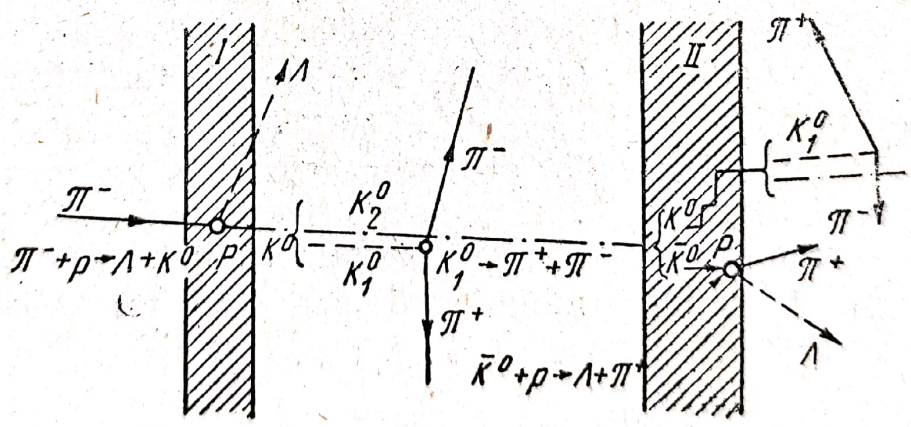


Fig. 29. Schema de generare şi dezintegrare a mezonilor K^0.

ciocnirea lui K_2^0 cu protonii acestui al doilea perete? Trebuie să ne amintim mai întîi că mezonul K_2^0 se comportă la întîlnirea cu nucleele ca un amestec de K^0 şi $\bar{K}^0$, astfel încît cu pere-

tele II vor interacționa atît mezonii K^0 cît și mezonii $\bar{K}^0$. Acest fapt este important: doar în primul perete s-au născut numai mezoni K^0! Întrucît mezonul K^0 nu poate decît să fie împrăștiat de nuclee, nu vor avea loc alte transformări ca rezultat al întîlnirii sale cu nucleele. Altfel se petrec lucrurile cu $\bar{K}^0$. La ciocnirea lui $\bar{K}^0$ cu un proton pot apare un hiperon Λ și un mezon π. Datorită acestui fapt o parte din mezonii $\bar{K}^0$ dispar în cel de al doilea perete. Astfel după acest perete vom găsi mai întîi un amestec de mezoni K^0 și $\bar{K}^0$, dar nu în cantitatea pe care o conțin mezonii K_2^0. Aceasta înseamnă că odată cu mezonii K_2^0 vor exista după peretele II și mezoni K_1^0. Din nou întîlnim un fapt uimitor: în peretele II particulele s-au absorbit, iar după el au apărut totuși mezoni K_1^0!¹) Existența lor poate fi observată după dezintegrările în mezoni π^- și π^+.

Așadar teoreticienii au descris detaliat comportarea neobișnuită a mezonilor K^0. S-a dat cuvîntul experimentatorilor și după doi ani, adică în 1956, a fost descoperit mezonul K^0. Durata lui de viață este cuprinsă între $4 \cdot 10^{-8}$ și $13 \cdot 10^{-8}$ s. Acesta a fost cel de al doilea succes al clasificării particulelor elementare [1]).

Să facem bilanțul clasificării după spinul izobaric. Avem: singletul hiperonului Λ, dubletul hiperonilor Ξ^- și Ξ^0 tripletul hiperonilor Σ^0, Σ^+, Σ^- și dubletul mezonilor K (K^+, K^0). În afară de aceasta mai există familiile de antiparticule cu aceleași valori ale spinului izobaric. Singletul $\bar{\Lambda}$ (antilambda), dubletul $\bar{\Xi}$ (anticsi), tripletul $\bar{\Sigma}$ (antisigma) și dubletul (K^- $\bar{K}^0$). Toți mezonii π și K erau deja găsiți. Singurul din grupa barionilor care rămăsese nedescoperit pînă în 1959 a fost hiperonul Ξ^0. În ceea ce privește antiparticulele ele încă nu au fost observate, cu excepția antineutronului, antiprotonului și antihiperonului $\bar{\Lambda}$ despre care vom vorbi mai departe.

---

[1]) De curînd, în 1958—1959 s-a efectuat aproape exact experiența imaginară descrisă mai sus (așa numita experiență Pais-Piccioni), care arăta că K^0 și $\bar{K}^0$ poate fi considerat ca o „suprapunere" a particulelor K^0 și K_2^0 și invers. Această experiență poate fi considerată și ca o verificare directă a unuia dintre principiile de bază ale mecanicii cuantice: principiul superpoziției după care suprapunerea a două stări cuantice este din nou o stare posibilă a unui sistem (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

„Stranietatea"

Clasificarea particulelor stranii după spinul izobaric permite în principiu să înţelegem de asemenea care reacţii cu particule stranii sînt posibile şi care sînt interzise. În acest sens clasificarea epuizează în întregime problemele. Totuşi dacă încercăm să o aplicăm unei transformări concrete oarecare întîmpinăm dificultăţi. Esenţa acestei noi enigme constă în sarcină, sau, mai exact, în sarcina medie a fiecărei familii de particule stranii. Înainte am numit această mărime şi centru al multipletului. Sarcina medie sau centrul multipletului se poate afla foarte uşor adunînd toate sarcinile multipletului şi împărţind apoi la numărul particulelor din el. Astfel sarcina medie a familiei mezonilor π este egală cu zero, iar sarcina medie a familiei nucleonilor este egală cu $\frac{1}{2}$. Din considerente teoretice cunoscute încă înaintea clasificării, părea evident faptul că toate familiile mezonice trebuie să aibă acelaşi centru ca şi familia mezonilor π, iar toate familiile hiperonice acelaşi centru ca şi familia nucleonilor. Cu alte cuvinte s-a presupus că centrul multipletului mezonilor K trebuie să fie egal cu zero şi că centrul unui multiplet hiperonic oarecare trebuie să fie egal cu $\frac{1}{2}$. Totuşi cînd s-a început clasificarea particulelor stranii s-a văzut că nu este aşa. Încercările de a apropia centrul familiilor particulelor stranii de valorile centrelor multipleţilor de mezoni π şi de nucleoni au suferit eşec. Clasificarea a condus la asemenea valori ale spinului izobaric al particulelor stranii care, pur şi simplu, nu permiteau coincidenţa centrelor familiilor hiperonice cu centrul nucleonilor şi centrului familiei mezonilor K cu centrul mezonilor π. În realitate, pentru hiperonul Λ care constituie singur o familie, centrul este în zero în loc de $\frac{1}{2}$, aşa cum ne-am aşteptat; pentru dubletul (Ξ^-, Ξ^0) sarcina medie este $-\frac{1}{2}$ în loc de $+\frac{1}{2}$, iar pentru tripletul $(\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-)$ centrul are valoarea zero în loc de $\frac{1}{2}$ ca la nucleon. Exact aceeaşi situaţie se regăseşte şi în cazul mezonilor K; centrul dubletului este egal cu $\frac{1}{2}$ în loc să fie zero ca la mezonii π. Care este explicaţia? Poate nu întîmplător centrele familiilor particulelor stranii nu coincid cu centrele familiilor de particule obişnuite? Poate această situaţie este legată de proprietăţi încă necunoscute ale particulelor elementare? Fizi-

Scanned with OKEN Scanner

cianul american Gell-Mann şi fizicianul japonez Nishijima, care au propus clasificarea particulelor stranii, au răspuns şi la aceste întrebări. Ei au propus ca să se ia drept o caracteristică a noilor particule dublul deplasării centrelor multipleţilor de sarcină de la valoarea aşteptată : pentru hiperoni în raport cu nucleonii şi pentru mezonii K în raport cu mezonii π. Această nouă mărime a fost denumită stranietate (strangeness) şi se notează de obicei cu simbolul S.

Astfel particulele stranii sînt caracterizate prin stranietate, în timp ce pentru particulele obişnuite (nucleoni, mezoni π) stranietatea este nulă. Pentru hiperonul Λ stranietatea este egală cu —1, pentru hiperonul Ξ este —2, iar pentru hiperonul Σ este —1. Stranietatea familiei (K^+, K^0) este egală cu +1.

Stranietatea antiparticulelor are semn opus stranietăţii particulelor întrucît particulele se deosebesc de antiparticule prin semnul sarcinii. Astfel familia (K^-, $\overline{K}^0$) [antiparticulele perechii (K^+, K^0)] are $S=-1$. Stranietatea şi spinul izobaric al particulelor elementare sînt date în tabela IV.

Tabela IV. **Stranietatea şi spinul izobaric al particulelor elementare**

Particula	Simbolul	Stranietatea	Spinul izotopic
Mezonii π	π^0, π^+, π^-,	0	1
Mezonii K	K^+, K^0	+1	1/2
Mezonii $\overline{K}$	K^-, $\overline{K}^0$	−1	1/2
Nucleonii	p, n	0	1/2
Antinucleonii	$\overline{p}$, $\overline{n}$	0	1/2
Hiperonul Λ	Λ	−1	0
Antihiperonul $\overline{\Lambda}$	$\overline{\Lambda}$	+1	0
Hiperonii Σ	Σ^0, Σ^+, Σ^-	−1	1
Antihiperonii $\overline{\Sigma}$	$\overline{\Sigma}^0$, $\overline{\Sigma}^-$, $\overline{\Sigma}^+$	+1	1
Hiperonii Ξ	Ξ^-, Ξ^0	−2	1/2
Antihiperonii $\overline{\Xi}$	$\overline{\Xi}^-$, $\overline{\Xi}^0$	+2	1/2

Care este sensul introducerii acestei noţiuni ? Toată importanţa stranietăţii decurge din faptul că ea se conservă în reacţiile cu interacţiune tare şi interacţiune electromagnetică. Legea conservării stranietăţii determină particularităţile reacţiilor cu particule stranii. Însă ea nu reprezintă o nouă lege de con-

Scanned with OKEN Scanner

servare, ci rezultă din legile de conservare a sarcinii, a numărului de barioni și a spinului izobaric I_z.

Cum se poate explica comportarea nucleonilor, a mezonilor și particulelor stranii cu ajutorul stranietății? Să începem cu enigma legată de generarea și dezintegrarea particulelor stranii, a cărei discuție a dus la descoperirea stranietății. De ce particulele stranii nu se pot naște singure la ciocnirea mezonilor π cu nucleonii? Să luăm ca exemplu reacția:

$$\pi^- + p \longrightarrow ?$$

Ce particule stranii pot apare în urma acestei transformări? Stranietatea totală a mezonului π și protonului este egală cu zero, deci ca rezultat al ciocnirii trebuie neapărat să se genereze particule a căror stranietate totală să fie de asemenea zero. Dar știm că nu există particule stranii fără stranietate și tocmai în aceasta constă secretul producerii lor asociate. Din tabela IV se poate găsit ușor care combinație a mezonului K și hiperonului duce la stranietate nulă. Sînt posibile două cazuri: hiperonul Λ și mezonul K^0 sau hiperonul Σ^- și mezonul K^+. Prin urmare, dacă energia este suficientă, ciocnirea mezonului π^- cu protonul poate duce la reacțiile:

$$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda + K^0$$

$$\pi^- + p \longrightarrow \Sigma^- + K^+.$$

Toate celelalte combinații ale particulelor stranii sînt interzise, ca rezultat al acestei reacții. De exemplu nu este posibilă reacția

$$\pi^- + p \longrightarrow \Sigma^+ + K^-$$

întrucît în acest caz nu se conservă stranietatea (S pentru $\Sigma^+ + K^-$ este egală cu -2). Din același motiv nu este posibilă nici reacția:

$$\pi^- + p \longrightarrow \Xi^- + K^+$$

Scanned with OKEN Scanner

întrucît aici $S=1$. Legea de conservare a stranietăţii indică faptul că hiperonul Ξ poate să se nască numai împreună cu doi mezoni K, adică

$$\pi^- + p \longrightarrow \Xi^- + K^+ + K^0.$$

Cu ajutorul stranietăţii se pot de asemenea înţelege acele reacţii pe care le produc hiperonii la ciocnirea cu nucleonii sau nucleele. Hiperonii interacţionează puternic cu nucleele; hiperonii Λ intră în compoziţia aşa numitelor hiper-nuclee (sau hiper-fragmente), adică a acelor nuclee în care unul dintre neutroni este înlocuit printr-un hiperon Λ. Hiperonii Σ şi Ξ

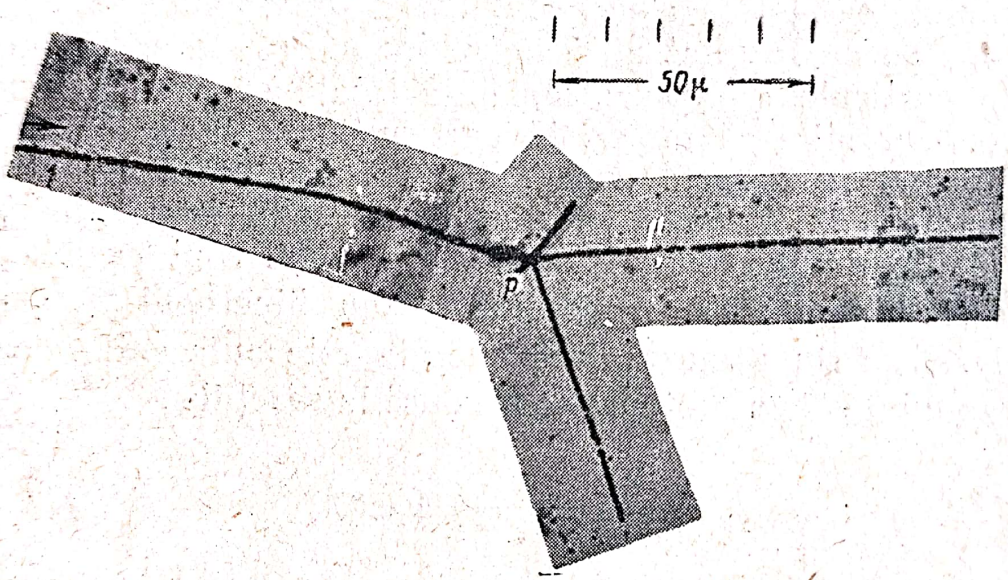


Fig. 30. Microfotografia unei dezintegrări nucleare provocată prin absorbţia unui hiperon Σ^-.

pot să fie absorbiţi de nuclee, producînd sfărîmarea ulterioară a acestora. Ca exemplu poate servi reacţia:

$$\Sigma^- + p \longrightarrow \Lambda + n.$$

Energia care se eliberează în această reacţie este suficientă pentru a da naştere unei stele (fig. 30). Astfel conservarea stranietăţii explică multe particularităţi din comportarea particulelor stranii. S-au făcut încercări de a se realiza reacţii interzise de stranietate, dar fără succes. Pe de altă parte transformări cu conservarea stranietăţii au fost confirmate experimental.

Scanned with OKEN Scanner

Pînă acum am vorbit despre generarea particulelor stranii. Cum se explică dezintegrarea lor lentă? Şi aici joacă un rol important stranietatea, care interzice dezintegrarea unei singure particule stranii în particule obişnuite, nestranii; în schimb ea nu interzice dezintegrarea care are loc cu transformarea unei particule stranii în alta. O asemenea transformare este transformarea hiperonului Σ^0 într-un hiperon Λ şi un foton:

$$\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda + \gamma.$$

Aici se conservă stranietatea: atît Σ^0 cît şi Λ au stranietatea $S = -1$. Aceasta este singura dezintegrare pe care o permite stranietatea.

Apariţia fotonului indică faptul că dezintegrarea se petrece pe seama interacţiunii electromagnetice, cu toate că ambele particule sînt neutre. După ce am făcut deci cunoştinţă cu dezintegrarea mezonului π^0, cititorul nu se va mai mira că particulele neutre pot interacţiona cu cîmpul electromagnetic. Dezintegrarea hiperonului Σ^0, ca şi dezintegrarea mezonului π^0, se explică cu ajutorul unor procese virtuale, la care iau parte particule încărcate. Stranietatea permite transformarea lui Σ^0 într-un proton şi un mezon K^-, dar această dezintegrare poate fi numai virtuală, întrucît masa de repaus a particulei Σ^0 este mai mică decît suma maselor de repaus ale protonului şi mezonului K^-. Tot virtual protonul şi mezonul K^- se transformă apoi într-un hiperon Λ şi un foton a căror energie de repaus este însfîrşit egală cu masa de repaus a hiperonului Σ^0. Astfel dezintegrarea lui Σ^0 se poate scrie:

$$\Sigma^0 \longrightarrow p + K^- \longrightarrow \Lambda + \gamma.$$

Întrucît interacţiunea electromagnetică este caracterizată printr-o durată de ordinul a 10^{-20}—10^{-21} s (v. tabela II), ne putem aştepta ca durata de viaţă a lui Σ^0 să fie aproximativ de acelaşi ordin de mărime (calculele dau o valoare de 10^{-19} s). Timpul de 10^{-21} s este destul de mic în comparaţie cu duratele de viaţă ale tuturor celorlalte particule; asemenea intervale mici încă nu se pot măsura. Totuşi durata de viaţă a unei particule foarte instabile se poate afla măsurînd masa particulei. Această posibilitate ne este oferită de relaţia de incertitudine pentru energie şi timp: $\Delta E \cdot \Delta t \geqslant \hbar$. În concordanţă cu această

Scanned with OKEN Scanner

relație, dacă particula este instabilă energia ei nu poate fi complet determinată; nedeterminarea în energie ΔE a particulei este $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\tau}$, unde τ reprezintă durata ei de viață. Pentru o particulă în repaus nedeterminarea energiei înseamnă

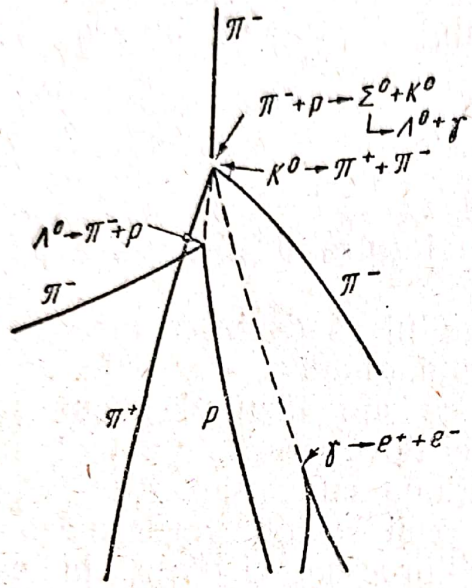


Fig. 31. Schema generării simultane a unui hiperon Σ și a unui mezon K^0 în camera cu bule. Hiperonul Σ^0 se dezintegrează repede într-un hiperon Λ și un foton; hiperonul Λ^0 la rîndul său dă naștere unui proton și un mezon π^-, iar mezonul K^0 se dezintegrează în doi mezoni π.

nedeterminarea în masa de repaus $\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}$. Astfel durata de viață a particulei este invers proporțională cu nedeterminarea în masă:

$$\tau \approx \frac{\hbar}{c^2 \cdot \Delta m}.$$

Cu cît este mai mică durata de viață cu atît este mai mare Δm. Pentru o durată de viață de 10^{-21} s obținem:

$$\Delta m \sim \frac{\hbar}{c^2 \tau} \approx \frac{10^{-27}}{9 \cdot 10^{20} \cdot 10^{-21}} \approx 10^{-27} \text{ g}$$

ceea ce este egal aproximativ cu masa electronului. Măsurări ale duratei de viață după nedeterminarea în masă încă nu s-au făcut.

Cu toate că hiperonul Σ^0 are o durată de viață foarte mică el poate fi observat. În fig. 31 este reprezentată o schemă interesantă pe care se pot observa, în afară de dezintegrarea lui Σ^0, dezintegrările lui Λ și K^0 și generarea unei perechi (e^+, e^-), toate acestea într-un singur proces început de un mezon π rapid.

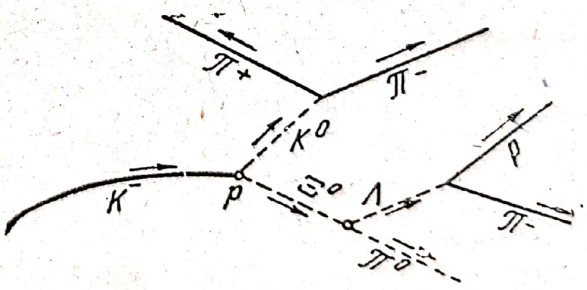
Scanned with OKEN Scanner

Dezintegrările tuturor particulelor stranii (în afară de Σ^0) au loc fără conservarea stranietății. Numai un singur tip de interacțiune, interacțiunea slabă, se bucură de privilegiul de a viola legea conservării stranietății. Dar această interacțiune se deosebește de interacțiunea puternică prin factorul 10^{14} și din acest motiv dezintegrările care au loc cu neconservarea stranietății decurg încet [1]).

---

[1]) Pentru completare reproducem aici schematic modul în care a fost observat hiperonul de cascadă neutru (primăvara anului 1959). Un mezon K^- din fasciculul de mezoni K ai bevatronului (Berkeley, California) ciocnindu-se cu un proton p dă naștere unui hiperon Ξ neutru și unui mezon K°, conform reacției (sub particule sînt scrise stranietățile) :

$$K^- + p \longrightarrow K^0 + \Xi^0$$
$$(-1+0 \longrightarrow +1-2).$$



Ξ^0 se dezintegrează după schema obișnuită ;

$$\Xi^0 \longrightarrow \Lambda + \pi^0 ;$$

mezonul π^0 a rămas neobservat, dar dezintegrarea lui Λ într-un proton și un mezon π^- a fost înregistrată pe fotografie. La rîndul său mezonul K° s-a dezintegrat într-un mezon π^+ și unul π^-. Masa determinată pentru presupusul hiperon Ξ^0 din legile de conservare coincide în limitele erorilor experimentale cu masa hiperonului de cascadă negativ Ξ^- (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

CAPITOLUL VI

Cuceririle ultimilor ani

Am ajuns la o nouă etapă în dezvoltarea fizicii moderne a particulelor elementare. Succesele însemnate obţinute în domeniul acceleratorilor de particule, precum şi folosirea posibilităţilor experimentale ale reactorilor nucleari au creat condiţiile pentru a se ajunge la cuceririle ultimilor ani. În aceşti ani, începînd cu 1955—1956, fizicienii au putut rezolva problemele vechi ale antiprotonului, antineutronului şi imperceptibilului neutrino. Tot în anii aceştia studiul proprietăţilor mezonilor K a dus la căderea unuia dintre principiile cele mai importante, de a cărui justeţe nimeni nu s-a îndoit pînă la acea dată. Acesta a fost principiul simetriei la oglindire a legilor naturii de care se lega de asemenea şi legea conservării parităţii.

Simetria la oglindire sau despre „dreapta“ şi „stînga“

Am vorbit înainte despre una dintre proprietăţile de simetrie şi anume despre simetria faţă de conjugarea de sarcină sau simetria de sarcină (v. cap. II „Particule şi antiparticule“). Ca urmare a acestui principiu de simetrie, legile naturii nu trebuie să se schimbe dacă înlocuim toate particulele cu antiparticule. Fizicienii însă cunosc şi alte proprietăţi ale simetriei legilor naturii. Principiile de simetrie exprimă cele mai generale proprietăţi ale naturii şi de aceea nu este de mirare că verificarea lor îi interesează pe savanţi totdeauna.

Unele dintre principiile de simetrie sînt cunoscute bine multora dintre cititori, conţinutul lor ni se pare de la sine înţeles şi la prima vedere nu vedem în ele nimic important. Astfel socotim că nu este necesar să explicăm faptul că legile naturii nu depind de alegerea momentului de la care începem să socotim timpul. Dăm o semnificaţie numai intervalelor de timp, adică diferenţelor de timp. Nu ne îndoim de faptul că dacă

Scanned with OKEN Scanner

am da cu o oră înainte toate ceasurile de pe Pămînt natura nu s-ar schimba datorită acestui eveniment. Cu alte cuvinte egalitatea în drepturi a tuturor intervalelor de timp, posibilitatea principială de a lua că inițial un moment oarecare, ni se pare la prima vedere o proprietate care nu merită atenție deosebită. Cu toate acestea egalitatea în drepturi a tuturor momentelor de timp este una dintre proprietățile cele mai importante ale naturii.

Importanța sa va deveni și mai clară în lumina legăturii care există între simetrie și legile de conservare. Această legătură constă în faptul că dintr-un principiu de simetrie rezultă o lege de conservare.

Deducerea legilor de conservare din proprietățile de simetrie este destul de complicată și nu ne vom putea ocupa de ea în cadrul acestei cărți. De aceea vom lua ca dovedit faptul că din egalitatea în drepturi a tuturor momentelor de timp rezultă legea de conservare a energiei, iar principiul simetriei la oglindire duce la legea conservării parității. Astfel căutarea unor proprietăți de simetrie noi este în același timp căutarea unei legi de conservare. Concepția pe care o avem despre o simetrie se formează pe baza generalizării datelor experimentale și pe măsură ce cunoștințele noastre se lărgesc ea se transformă. O ilustrare a acestui fapt o constituie istoricul principiului simetriei la oglindire.

Ce se înțelege prin simetrie la oglindire? Presupunînd simetria la oglindire a legilor naturii presupunem în mod implicit că aceste legi nu se schimbă dacă înlocuim toate fenomenele prin imaginea lor într-o oglindă. Aceasta înseamnă că „dreapta“ și „stînga“ sînt echivalente: dacă un fenomen se petrece în lumea noastră, poate de asemenea să existe și imaginea acestui fenomen într-o oglindă.

Să privim propria noastră imagine din oglindă și să ne închipuim că oglinda este o fereastră. Atunci vom vedea pe fratele nostru geamăn care imită în totul originalul, însă este totuși deosebit de el prin faptul că partea stîngă a originalului coincide cu partea dreaptă a geamănului, iar partea dreaptă a originalului cu partea stîngă a geamănului. Astfel inima geamănului din oglindă se va găsi la dreapta etc. În acest caz deci simetria la oglindire duce la concluzia că pot exista în principiu oameni ale căror organe să fie situate conform imaginii din oglindă a oamenilor adevărați. Oamenii de acest fel „oglindiți“ există pe Pămînt și acest fapt ne dă o bază „experimentală“ pentru ipoteza simetriei la oglindire. Cititorul se poate întreba:

Scanned with OKEN Scanner

dacă simetria la oglindire este proprie tuturor legilor de ce majoritatea covîrşitoare a oamenilor au inima în stînga? Recunoscînd simetria la oglindire drept o proprietate generală a legilor naturii, trebuie să căutăm cauzele asimetriei în circumstanţe secundare. Am putea să ne gîndim că, de exemplu, în alte condiţii, undeva pe alte planete sau în sistemele stelare îndepărtate, majoritatea vieţuitoarelor au inima la dreapta.

Dar existenţa oamenilor „oglindiţi" încă nu confirmă simetria la oglindire în cazul general, întrucît ea se poate explica şi altfel, presupunînd că simetria la oglindire este proprie numai anumitor legi şi nu tuturor. Pentru a clarifica ce se petrece în realitate ar trebui să cercetăm amănunţit toate legile. Studiind corpurile compuse ale lumii anorganice, oamenii de ştiinţă au ajuns la concluzia că proprietăţile generale de simetrie a legilor naturii trebuie să se facă simţite mai înainte de toate în procesele care se petrec cu particulele cele mai simple. Nenumărate experienţe cu obiectele cele mai simple — atomi, nuclee şi particule elementare — au confirmat principiul simetriei la oglindire. Pe de altă parte, fizicienii cunosc bine forţele care leagă atomii în molecule, moleculele în corpuri; aici de asemenea este îndeplinit principiul simetriei la oglindire. Toate aceste fapte au dus la concluzia că simetria la oglindire este generală.

Să trecem acum la paritate. Noţiunea de paritate este o noţiune pur cuantică, ea nu există în fizica clasică şi de aceea nici nu putem să o explicăm în mod intuitiv. Paritatea are un rol important în formularea principiului simetriei la oglindire.

Am mai întîlnit cîteva proprietăţi ale particulelor elementare, care ni s-au părut neobişnuite în primul moment: spinul, spinul izobaric, stranietatea. Dar aceste proprietăţi încă nu epuizează toate proprietăţile care caracterizează particulele elementare. În mecanica cuantică se demonstrează că particulele elementare mai au şi o altă proprietate: paritatea (sau paritatea internă). Ea indică modul cum se schimbă la oglindirea tuturor coordonatelor (adică la înlocuirea lui x, y şi z prin $-x$, $-y$ şi $-z$) funcţia de undă a particulei, cu ajutorul căreia mecanica cuantică descrie mişcarea particulei [1]). Paritatea unei particule fără spin poate fi egală cu $+1$ sau cu -1. În particular, aşa cum

---

[1]) Să explicăm mai pe larg ce este *funcţia de undă*. Fie $\psi(x, y, z)$ funcţia de undă a unei particule, depinzînd de coordonatele x, y, z ($|\psi|^2$ exprimă probabilitatea ca particula să aibă coordonatele x, y, z). Să efectuăm o oglindire, adică să înlocuim pe x, y, z prin imaginile lor în oglindă $-x$, $-y$, $-z$, şi să presupunem că funcţia de undă $\psi(-x, -y, -z)$ diferă de cea iniţială

Scanned with OKEN Scanner

arată nenumărate experienţe, mezonul π este o particulă impară, adică paritatea lui este —1. Cînd o particulă are paritatea +1 se zice că ea este pară. Dacă considerăm cîteva particule, la viteze mici paritatea lor totală este egală cu produsul (nu cu suma !) parităţilor fiecărei particule.

Cu ajutorul consideraţiilor asupra parităţii principiul simetriei la oglindire se exprimă matematic sub forma legii conservării parităţii. Dacă legile naturii sînt simetrice la oglindire, paritatea totală a particulelor nu poate să se schimbe cînd au loc transformări ; dacă paritatea totală nu se conservă, principiul simetriei la oglindire nu este adevărat. Legea conservării parităţii a fost considerată tot atît de neîndoielnică ca şi legea conservării impulsului sau a momentului cantităţii de mişcare. Toate experienţele au confirmat conservarea parităţii şi, în afară de aceasta, părea natural ca „dreapta“ şi „stînga“ să aibă drepturi egale în natură.

Singură enigma „tau-teta“, apărută în urma studierii mezonilor K, a pus savanţii pe gînduri : se conservă oare paritatea ? Am văzut că mezonul K poate să se dezintegreze atît în doi mezoni π, cît şi în trei mezoni π. Esenţa enigmei constă în următoarele : legea de conservare a parităţii permite numai dezintegrarea unei particule cu paritatea +1 în doi mezoni π, iar dezintegrarea în trei mezoni π este permisă numai unei particule cu paritatea —1. Dacă presupunem că paritatea se conservă, ar trebui să deducem că există două particule K : un mezon τ (tau) cu paritatea —1 şi un mezon θ (teta) cu paritatea +1. Pe de altă parte, toate celelalte proprietăţi ale particulelor τ şi θ duceau la identitatea lor : masele, duratele de viaţă şi spinii erau aceiaşi. Cele două moduri de dezintegrare diferite se întîlnesc totdeuna în acelaşi raport constant : independent de felul în care au fost generaţi mezonii K, dezintegrarea lor în trei mezoni π se observă de aproximativ trei ori mai rar decît dezintegrarea în doi mezoni π. Astfel există numai alternativele : sau τ şi θ sînt identice, dar nu se conservă paritatea şi nu există simetrie

---

doar prin factorul a, unde a este un număr. Dacă mai producem o nouă oglindire ne întoarcem la coordonatele iniţiale x, y, z. Pe de altă parte, cea de a doua oglindire introduce un nou factor a, astfel că vom avea la sfîrşit :

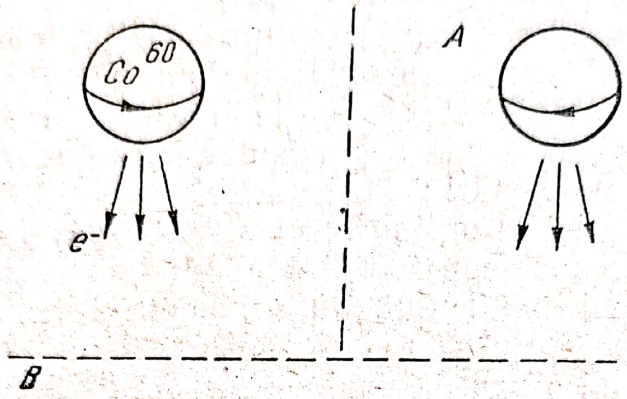
$$\psi(x, y, z) = a\,\psi(-x, -y, -z) = a^2\,\psi(x, y, z).$$

De aici rezultă că trebuie să avem $\alpha^2 = 1$, adică $\alpha = \pm 1$. Mărimea α se numeşte paritate. Aceste consideraţii sînt valabile pentru particulele fără spin ; în cazul cînd particula are spin ele se complică.

Scanned with OKEN Scanner

la oglindire, sau τ şi θ sînt diferite, dar în acest caz toate celelalte proprietăţi ale lor sînt inexplicabile.

Fizicienii chinezi T. D. Lee şi C. N. Yang care lucrează în S.U.A. s-au ocupat şi ei de enigma „tau-teta". Ei au verificat



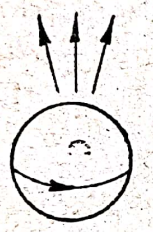


Fig. 32. Dezintegrarea beta a cobaltului-60. Imaginea dezintegrării nu are simetrie la oglindire; reflexia pe oglinzile *A* şi *B* îi schimbă aspectul. Ca imagine reflectată a dezintegrării cobaltului, apare dezintegrarea anticobaltului cu emisie de pozitroni.

datele experimentale şi au stabilit că încă nu s-au realizat asemenea experienţe care să demonstreze conservarea parităţii la interacţiuni slabe. Experienţele existente duceau numai la concluzia că se conservă paritatea în interacţiunile pionice şi electromagnetice. Atunci Lee şi Yang au emis ipoteza că la interacţiunile slabe paritatea poate să nu se conserve. Ei au indicat de asemenea experienţe care ar confirma sau infirma teoria lor, ca: dezintegrarea beta sau, mai precis, studierea detaliilor fine ale dezintegrării beta, precum şi dezintegrarea mezonilor π şi μ.

Experimentatorii au răspuns la propunerea lui Lee şi Yang; doar peste cîteva luni un grup de fizicieni din S.U.A., condus de fiziciana C. S. Wu, a confirmat neconservarea parităţii la dezintegrarea beta [1]). Prima experienţă hotărîtoare a fost dezintegrarea beta a cobaltului-60:

$$Co^{60} \longrightarrow Ni^{60} + e^{-} + \nu.$$

[1]) Simultan, un alt grup de fizicieni americani a verificat neconservarea parităţii în lanţul de dezintegrări $\pi - \mu - e$ (N. Red. E. T.).

În această experiență s-a stabilit că dezintegrarea cobaltului-60 nu admite simetrie la oglindire.

Ce anume s-a observat în experiențele asupra cobaltului? Schema dezintegrării sale este reprezentată în fig. 32. Nucleul de cobalt este desenat sub formă de sferă cu o săgeată care indică rotația de spin a nucleului. În experiențe s-a observat că electronii sînt emiși cu preferință într-o singură direcție în raport cu rotirea nucleului. Această direcție este indicată în fig. 32 prin trei săgeți. Faptul că electronii sînt emiși de către cobalt într-o singură direcție contrazice principiul simetriei la oglindire. Dacă principiul simetriei la oglindire ar fi fost adevărat, atunci imaginea în oglindă a dezintegrării beta a cobaltului-60 ar fi trebuit să fie aceeași cu originalul (a cobaltului), întrucît simetria la oglindire spune că o dezintegrare nu se schimbă dacă aceasta se reflectă în oglinzile *A* și *B*. Totuși întrucît electronii ies numai într-o singură direcție, reflexia în oglinzi dă o altă imagine. Reflexia în oglinda *B* nu schimbă sensul rotației de spin, dar electronii sînt emiși în altă parte. Reflexia în oglinda *A* nu schimbă direcția de emisie a electronilor, dar inversează sensul rotației.

Din cauză că în această dezintegrare lipsește simetria la oglindire rezultă că legea conservării parității nu este valabilă aici. Ulterior au fost obținute și alte indicații asupra neconservării parității, în experiențele asupra mezonilor și hiperonilor, precum și la studierea dezintegrării beta a altor nuclee. Ipoteza lui Lee și Yang s-a confirmat: în interacțiunile slabe nu se conservă paritatea.

Așa cum știm deja, procesele produse de interacțiunile slabe sînt rare în comparație cu procesele electromagnetice și pionice sau hiperonice. Astfel principalele fenomene au loc cu conservarea parității. Totuși nu mai este posibil să vorbim despre principiul simetriei la oglindire ca despre un principiu general de simetrie al legilor naturii.

Aici apare deodată o problemă complicată. Putem să ne imaginăm că legile de mișcare ale particulelor sînt asimetrice față de oglindire. Dar cum să ne imaginăm asimetria spațiului? Oare spațiul este asimetric față de dreapta și stînga și imaginea sa în oglindă diferă de spațiul însuși? Dar cum poate fi vidul asimetric? Fizicianul sovietic L. B. Landau și independent de el Lee și Yang au arătat soluția posibilă a problemei. În teoria lor numai spațiul prezintă simetrie față de oglindiri, iar particulele elementare nu au simetrie la oglindiri, ele pose-

Scanned with OKEN Scanner

dînd alte proprietăți. Așa cum știm, fiecărei particule îi corespunde o antiparticulă. Noua teorie leagă particulele și antiparticulele prin imagini în oglindă ; dacă, de exemplu, avem un proton, imaginea sa în oglindă va fi un antiproton. Să ne amintim că mai înainte (cînd credeam în conservarea parității !) se socotea că imaginea protonului în oglindă este tot protonul. De asemenea se considera că imaginea unui corp în oglindă diferă de corpul însuși numai prin înlocuirea „stîngii" cu „dreapta" și invers. Conform noii teorii imaginea în oglindă trebuie să conste nu din materie, ci din antimaterie. Noua transformare, care leagă imaginea în oglindă de trecerea de la particulă la antiparticulă, a fost numită inversie combinată (sau oglindire combinată).

Să vedem care sînt rezultatele. Pînă la descoperirea neconservării parității se considera că există două proprietăți separate de simetrie : simetria la oglindire și simetria de sarcină. S-a dovedit că în natură se realizează o formă mai complexă de simetrie și anume legile nu se schimbă dacă în locul fenomenului însuși studiem simetricul său față de o oglindă și totodată înlocuim particulele prin antiparticule. Astfel în experiența referitoare la dezintegrarea cobaltului (fig. 32) imaginea în oglindă reprezintă dezintegrarea anticobaltului, adică a nucleului conținînd, în loc de protoni și neutroni, antiprotoni și antineutroni ; prin urmare anticobaltul în loc de electroni emite pozitroni.

Lucrările lui Lee și Yang legate de neconservarea parității au fost distinse cu premiul Nobel de Fizică pe anul 1957.

Antiprotonul, antineutronul și neutrino

Există oare aceste particule prezise de către teoreticieni ? Această întrebare a frămîntat pe fizicieni mai mult de douăzeci de ani, cu toate că în decursul acestui timp ei au întîlnit numeroase dovezi indirecte care pledau în favoarea existenței acestor antiparticule. Există o serie întreagă de fenomene care nu se pot explica decît cu ajutorul antiprotonului, antineutronului și neutrinului ; pe de altă parte, existența lor a fost tot timpul presupusă în cercetările teoretice. Am văzut că fără antiproton este imposibil să înțelegem dezintegrarea mezonului π neutru în doi fotoni, că neutrino trebuie să ia parte în mod natural la dezintegrările mezonilor π și μ și la dezintegrarea beta. Dar dovezile indirecte erau insuficiente. Prevederea teoretică a anti-

Scanned with OKEN Scanner

protonului, antineutronului şi neutrinului s-a bazat pe unele dintre cele mai importante principii ale fizicii — pe legile de conservare şi pe principiul simetriei de sarcină ; de aceea erau necesare dovezi nemijlocite asupra existenţei lor. Trebuiau „văzute“ aceste particule.

Să începem cu descoperirea antiprotonului. Aşa cum am văzut la cap. II antiprotonul a fost prezis teoretic încă din vremea descoperirii pozitronului. Proprietăţile antiprotonului şi pozitronului, ca şi soarta lor, se asemănau în multe privinţe. Parcursul unui pozitron într-o substanţă nu este lung : întîlnindu-se cu unul dintre electronii substanţei, ei se anihilează împreună transformîndu-se în fotoni. La fel şi antiprotonul, căzînd într-o substanţă, îşi găseşte repede perechea (protonul) şi împreună cu el se transformă în fotoni sau mezoni. Dar spre deosebire de pozitron, generarea antiprotonului în natură reprezintă un fenomen foarte rar. Pentru generarea unei perechi pozitron-electron este necesară o energie mică (mai mare ca 1 milion de electron-volţi), în timp ce pentru generarea unei perechi proton-antiproton este necesară o energie foarte mare, măsurată în miliarde de electron-volţi. În primul caz, datorită energiei nu prea mari necesară, pozitronii pot să apară la dezintegrarea radioactivă a nucleelor şi, în număr mare, la ciocnirile dintre particule. Unicul izvor de antiprotoni naturali sînt razele cosmice, sau mai precis, reacţiile produse de razele cosmice. Energia mare necesară pentru generarea antiprotonului şi numărul mic de particule cosmice cu energii înalte micşorează simţitor probabilitatea de a vedea antiprotonul printre particulele din razele cosmice. Nenumăratele cercetări efectuate asupra razelor cosmice în căutarea antiprotonului şi a antineutronului nu au dat rezultate ; toate speranţele fizicienilor s-au îndreptat spre acceleratori. Au trecut mulţi ani pînă s-au putut construi acceleratori puternici, capabili să accelereze particulele pînă la energiile necesare în acest scop.

Energia corespunzătoare masei de repaus a protonului este egală cu 938 milioane de electron-volţi (adică aproape un miliard electron-volţi) dar energia la care se aşteaptă generarea antiprotonului trebuie să fie mult mai mare. Întrucît antiprotonii apar în perechi cu protonii, este necesară o energie de două miliarde electron-volţi. În afară de aceasta, la generarea perechilor proton-antiproton, în accelerator iau parte şi alte particule. De obicei în accelerator se accelerează protoni care, avînd o viteză considerabilă, sînt îndreptaţi asupra unei ţinte.

Scanned with OKEN Scanner

Ciocnirea protonului accelerat cu un proton din țintă duce la reacția :

$$p + p \longrightarrow p + \bar{p} + p + p.$$

Apar deci patru particule : trei protoni p și un antiproton $\bar{p}$. Fiecare dintre aceste particule are încă o energie cinetică sufi-

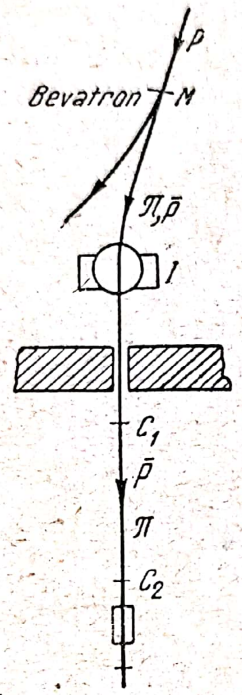


Fig. 33. Schema instalației pentru observarea antiprotonului.

M – ținta în bevatron ; *I* – lentila magnetică ce separă din fascicul numai particulele cu impuls dat ; C_1 și C_2 – contori de scintilație.

cient de mare. În rezumat, pentru a genera perechea proton-antiproton, trebuie ca protonul care declanșează reacția să aibă o energie de aproximativ 6 miliarde eletcron-volți, ceea ce reprezintă o energie de șase ori mai mare decît energia de repaus a antiprotonului. Primul accelerator care a întrecut această limită a fost sincrofazotronul Universității din California (S.U.A.). Acest accelerator, cunoscut și sub denumirea de „bevatron", poate comunica protonilor o energie pînă la 6,2 miliarde de electron-volți. Rezolvarea problemei antiprotonului a fost una din sarcinile esențiale ale bevatronului. Nu vom explica aici ce este un sincrofazotron, deoarece în paragraful următor se va vorbi despre sincrofazotronul de la Dubna (U.R.S.S.). Să ne oprim atenția asupra schemei primei experiențe în care a fost observat antiprotonul. Această experiență s-a efectuat în anul 1955 de un grup de fizicieni americani sub conducerea lui E. Segré. Schema instalației este reprezentată în fig. 33.

Protonii accelerați pînă la 6,2 miliarde de electron-volți au fost îndreptați asupra țintei *M*, o placă din cupru. Ca rezultat

al ciocnirii protonilor cu nucleele ţintei, au apărut diferite particule, dintre care cea mai mare parte erau mezoni π. Printre aceste particule erau şi antiprotoni. Principala sarcină a experimentatorilor a fost aceea de a deosebi antiprotonii de celelalte particule. Pentru a fi siguri că noile particule erau antiprotoni, trebuia să se determine masa şi sarcina lor. Din acest motiv instalaţia din fig. 33 avea drept scop să „prindă" particulele care au masa şi sarcina antiprotonului.

Imediat la ieşirea din bevatron fasciculul de particule generate în ţinta M (mezoni π şi antiprotoni $\bar{p}$) cădea în cîmpul magnetic al unei lentile I care lăsa să treacă numai particule cu un anumit impuls şi sarcină negativă. Dar acelaşi impuls îl pot avea particule diferite ; deosebirea constă în faptul că particulele uşoare se mişcă mai repede decît cele grele cu acelaşi impuls. Fluxul de particule conţinea în cea mai mare parte mezoni π, printre care se aflau şi antiprotoni rari. Masa mezonului π este de 6,5 ori mai mică decît masa protonului şi de aceea, după prima lentilă I, în fasciculul de particule negative fluxul de mezoni era presărat cu antiprotoni mai lenţi. Viteza mezonilor era apropiată de viteza luminii, iar viteza antiprotonilor atingea 78% din viteza luminii. Această diferenţă de viteză s-a folosit pentru a separa antiprotonii din fluxul general în care la un singur antiproton existau cîteva zeci de mii de mezoni. La capetele intervalului de parcurs (de $\sim$12 m) se aflau doi contori de scintilaţie C_1 şi C_2, care înregistrau momentele cînd treceau particulele. Antiprotonul trebuia să parcurgă distanţa menţionată în a 51-a miliarda parte dintr-o secundă, iar mezonii în a 40-a miliarda parte. În această experienţă s-a folosit un sistem care putea să separe intervale de timp cu o precizie pînă la a miliarda parte dintr-o secundă. Cei doi contori au fost incluşi într-o schemă care funcţiona numai atunci cînd o particulă trecea prin amîndoi într-un interval de timp egal cu a 51-a miliarda parte dintr-o secundă, deci practic să răspundă numai la trecerea antiprotonilor. Dar măsurătorile nu puteau totuşi să garanteze că cei doi contori semnalizau numai trecerea antiprotonilor. Era posibil ca semnalele să fie produse şi de mezoni : s-ar fi putut întîmpla ca un mezon să treacă prin primul contor şi după a 51-a miliarda parte dintr-o secundă să treacă un alt mezon prin cel de al doilea contor. Pentru a elimina şi această posibilitate s-au intercalat între C_1 şi C_2 alţi contori de control. Primul contor de control selecţiona numai particulele cu o anumită viteză, viteza antiprotonului, iar cel de al doilea contor

Scanned with OKEN Scanner

de control emitea semnale numai cînd trecea prin el o particulă oarecare cu viteză mai mare decît viteza antiprotonilor. Astfel contorii de control (contori Cerenkov) au eliminat coincidențele întîmplătoare date de mezoni. Cu ajutorul acestei metode Segré și colaboratorii au putut dovedi că printre particulele generate în bevatron există și antiprotoni. Ulterior antiprotonii au fost găsiți și în emulsii nucleare „expuse" fluxului de particule care iese din bevatron. Intrînd în emulsie antiprotonul pierde energia cinetică datorită ciocnirilor și se oprește. Parcursul său pînă la oprire coincide cu calculele. După oprire protonul este absorbit de un nucleu din emulsie și se anihilează cu un proton al acestuia, provocînd sfărîmarea nucleului (fig. 34). Bilanțul energetic al produselor de dezintegrare a confirmat faptul că particula inițială a fost antiproton.

În cursul studiului antiprotonului au apărut probleme interesante, chiar după primele experiențe. S-a aflat, de exemplu, că antiprotonul interacționează cu nucleele mult mai activ decît s-a presupus. Experiențele viitorului poate vor dezvălui multe alte caracteristici neașteptate ale interacțiunii antiprotonului cu particulele elementare.

După ce s-a confirmat experimental existența antiprotonului s-a putut considera rezolvată și problema antineutronului. Într-adevăr ar fi fost cel puțin ciudat dacă ideea generală asupra particulelor și antiparticulelor, confirmată încă o dată pe exemplul antiprotonului, nu s-ar fi aplicat și neutronului, „confratele" protonului în familia nucleonului. Așa, cum am văzut, legea generală conform căreia „fiecărei particule îi corespunde antiparticula sa" nu reprezintă nimic nou cînd o particulă neutră coincide cu antiparticula sa. Acest lucru s-a întîmplat cu fotonul și cu mezonul π^0. Dar antineutronul trebuie să difere de neutron în particular prin semnul momentului magnetic. Această deosebire se va manifesta foarte concret în interacțiunile de natură diferită de cea electromagnetică, de exemplu în interacțiunea pionică sau în interacțiunea nucleară. Astfel ciocnirea neutronului cu protonul trebuie să ducă la alte rezultate decît ciocnirea antineutronului cu protonul. Antineutronul se poate anihila cu neutronul ; este de asemenea posibilă anihilarea neutronului cu protonul, emițîndu-se mezoni și fotoni ; doi neutroni sau un neutron și un proton nu pot niciodată să se transforme numai în mezoni și protoni (legea conservării numărului de nucleoni !). Căutarea antineutronului s-a bazat pe reacția de

Scanned with OKEN Scanner

schimbare a sarcinii în care un antiproton ciocnind un proton se transformă într-un neutron și un antineutron :

$$p+\overline{p} \longrightarrow n+\overline{n}$$

sau ciocnirea unui antiproton cu un neutron :

$$\overline{p}+n \longrightarrow \overline{n}+n+\pi^{+}.$$

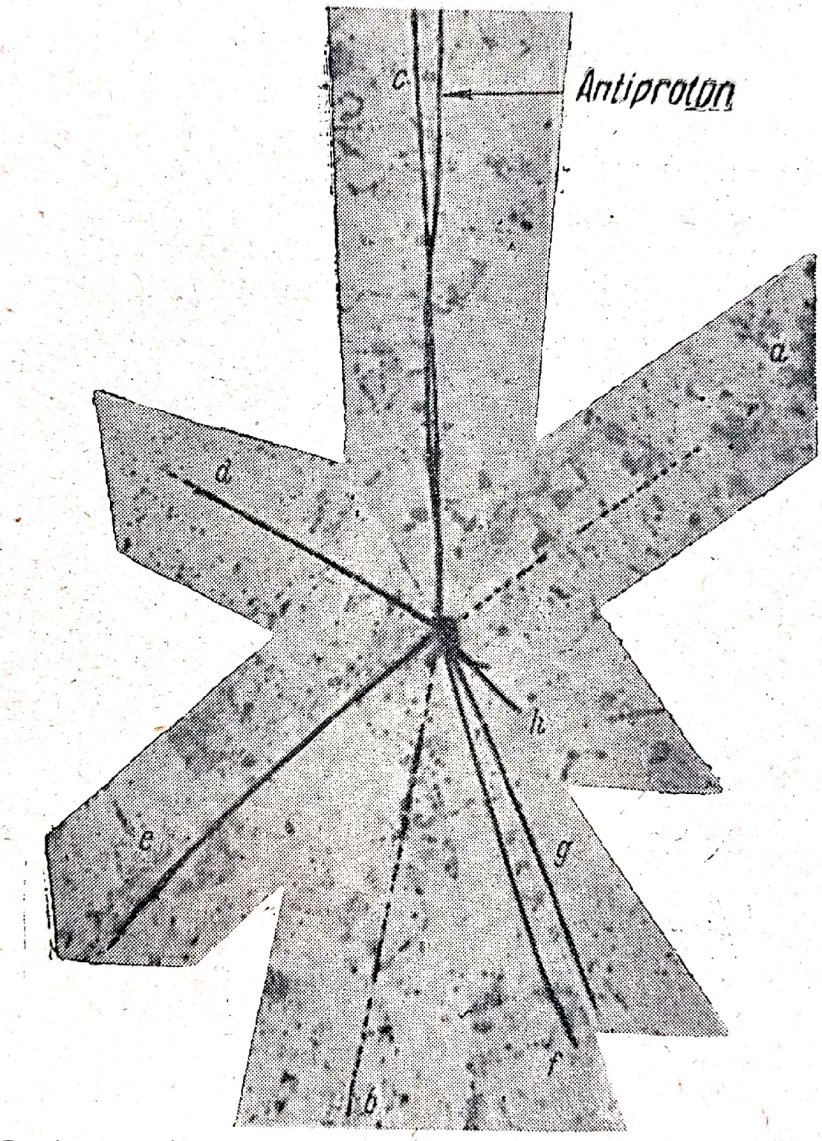


Fig. 34. Captura antiprotonului de către un nucleu conduce la spargerea nucleului, iar frînturile acestuia descriu o stea.
Urmele *a* și *b* aparțin mezonilor π; *c* — reprezintă urma unui proton ; restul urmelor aparțin protonilor sau particulelor alfa.

De aceea căutarea antineutronului a început imediat după descoperirea antiprotonului. Fluxul de particule care conținea antiprotoni a fost dirijat spre un bloc de substanță unde ar fi

Scanned with OKEN Scanner

trebuit să se petreacă reacţia de schimb. Aşteptările fizicienilor s-au adeverit. Ca rezultat al descărcării au apărut antineutroni care au fost apoi detectaţi după radiaţia intensă de mezoni, a cărei existenţă se datora anihilării ulterioare a antineutronilor cu neutronii substanţei.

Astfel printre particulele descoperite experimental, s-au descoperit încă două ; teoreticienii puteau să observe cu satisfacţie consistenţa principiului conjugării de sarcină.

O dată cu descoperirea antiprotonului şi antineutronului s-a putut socoti că simetria legilor naturii faţă de particule şi antiparticule a fost stabilită experimental.

Ca şi în cazul antiprotonului şi antineutronului, greutatea principală în observarea antihiperonilor constă în energia înaltă care este necesară pentru generarea lor, valoare ce decurge din legea de conservare a barionilor. Astfel pentru ca să aibă loc reacţia :

$$p+n \longrightarrow \Lambda+\bar{\Lambda}+p+n$$

este necesară o energie de $7{,}1 \cdot 10^9$ eV.

Generarea antihiperonului $\bar{\Lambda}$ sub acţiunea mezonilor π^- nu cere o energie prea mare : aproximativ $4{,}7 \cdot 10^9$ eV. Antihiperonul poate să apară în următoarea reacţie :

$$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda + \bar{\Lambda} + n.$$

În noiembrie 1958 s-a comunicat existenţa unei stele într-o emulsie fotografică reprezentînd dezintegrarea unui antihiperon $\bar{\Lambda}$. Acest eveniment a fost descoperit printre alte fenomene provocate de mezonii π^- cu energia $\sim 5 \cdot 10^9$eV (în bevatron). Antihiperonul $\bar{\Lambda}$ se dezintegrează într-un antiproton şi un mezon π^+.

Să vedem acum în ce fel a fost detectat neutrinul. În privinţa lui s-au întîmpinat greutăţi de alt ordin decît în cazul antiprotonului şi antineutronului. Neutrinul este un oaspete frecvent în natură ; el ia parte la multe reacţii de dezintegrare : la dezintegrarea beta, la dezintegrarea mezonului π şi la dezintegrarea mezonului μ. Soarele trimite pe Pămînt fluxuri mari de neutrini. De asemenea stelele şi galaxiile îndepărtate sînt izvoare de neutrini ce ajung pe planeta noastră. Proprietăţile neutrinului, care-l fac nevăzut, creează greutăţi deosebite în observarea lui. În anii care s-au scurs din momentul prezicerii teoretice a neutrinului şi pînă la descoperirea lui experimentală, fizicienii au aflat cîte ceva nou despre această particulă, dar toate aceste

Scanned with OKEN Scanner

date nu au putut ajuta cu nimic în cercetări. A fost precizată masa neutrinului : experienţele au arătat că ea nu întrece a 500-a sută parte din masa electronului. S-a clarificat de asemenea că dacă neutrinul are moment magnetic, el nu întrece a miliarda parte din momentul magnetic al electronului. „Imperceptibilitatea" neutrinului a fost mai departe principalul rău şi el a fost înlăturat abia după ce au început să se producă artificial surse puternice de neutrini. Reactorii nucleari s-au dovedit a fi asemenea surse. La fisiunea nucleelor grele în reactor ia naştere un mare număr de produse de fisiune instabile care emit neutrini prin dezintegrare beta. Acest flux de neutrini a fost folosit pentru experienţă. Cînd un neutrino trece printr-o substanţă el poate provoca următoarea reacţie, ciocnindu-se cu protonii :

$$\nu + p \longrightarrow n + e^{+}.$$

În această reacţie în locul neutrinului şi protonului iniţiali apar un neutron şi un pozitron. Suma maselor neutrinului şi protonului este mai mică cu 3,5 mase electronice decît suma maselor neutronului şi pozitronului şi de aceea transformarea menţionată poate avea loc numai dacă energia neutrinului ciocnitor este de 3,5 ori mai mare decît energia de repaus a electronului, ceea ce înseamnă aproape două milioane de electron-volţi. Dacă neutrino şi antineutrino sînt particule diferite (şi acest fapt este susţinut de experienţă), atunci reacţia descrisă este unicul tip de reacţie care poate fi provocată de un neutrino la o energie nu prea mare. Reacţia în care neutrinul ar fi absorbit de către un neutron dînd naştere la un proton şi un electron este interzisă ; ea poate avea loc numai cu participarea antineutrinului :

$$\bar{\nu} + n \longrightarrow p + e^{-}.$$

Cu alte cuvinte, la o energie obişnuită (cînd ciocnirile neutrinului cu electronii nu pot duce la apariţia mezonilor) neutrinul se pierde numai în reacţiile cu protoni, incluzînd aici şi cazul cînd protonii se află într-un nucleu. Această reacţie decurge foarte încet întrucît are la bază o interacţiune tot aşa de slabă ca şi dezintegrarea beta. La energii de cîteva milioane de electron-volţi, care întrec puţin pragul reacţiei neutrino-proton, parcursul mediu al neutrinului pînă ce este absorbit de proton se măsoară în distanţe de acelaşi ordin ca şi raza galaxiei noastre. Dacă energia neutrinului este mai mică decît pragul reacţiei $\nu + p$, atunci şi această limită cade. Substanţele sînt

Scanned with OKEN Scanner

absolut transparente pentru un asemenea neutrino. Neutrinii care ies dintr-un reactor atomic sînt mai eficace, dar şi în acest caz probabilitatea de captură a unui neutrino de către un proton este foarte mică. În 50 litri de apă situaţi în apropierea unui

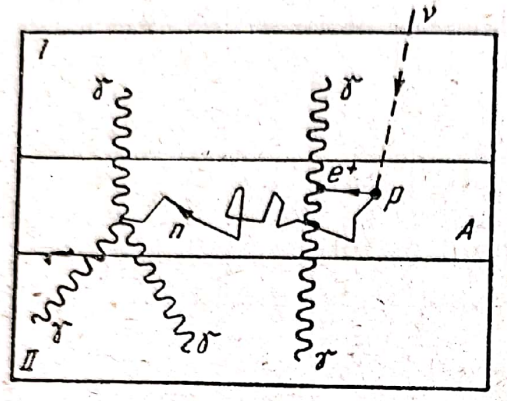


Fig. 35. Observarea neutrinului din reacţia $\nu + p \longrightarrow n + e^+$.
I şi *II* — scintilatori cu lichid ; *A* — strat de apă în care s-a dizolvat clorura de cadmiu.

reactor se petrec într-o oră doar cîteva transformări de acest fel, şi acestea desfăşurate pe fondul a mii de reacţii provocate de fluxurile de neutroni şi raze gamma din reactor, precum şi de razele cosmice. Sarcina experimentatorilor a constat în a separa reacţiile foarte rare legate de neutrino, de mulţimea altor transformări.

Ce trebuie observat, ce fenomene trebuie înregistrate pentru a putea considera că un neutrino a fost detectat cu siguranţă ? Dacă neutrino cade în apă şi acolo este captat de un proton, atunci în locul acela apar un neutron şi un pozitron. După aceasta a şi fost urmărit neutrinul. Pozitronul, după ce parcurge o distanţă mică în apă, se opreşte şi se anihilează, împreună cu un electron, dînd naştere la doi fotoni. Deci apariţia pozitronului putem s-o detectăm după fotonii de anihilare. Aceştia se deosebesc uşor de razele gamma din reactor, întrucît energia fiecăruia dintre ei este de aproximativ 0,5 milioane electronvolţi şi, în afară de acesta, direcţiile lor de zbor sînt opuse. În ceea ce priveşte neutronul, pentru a-l putea observa, se dizolvă în apă o sare de cadmiu care captează neutronii. Astfel neutronul rătăceşte cîtva timp prin apă, se ciocneşte cu atomii şi pînă la urmă este absorbit de nucleul de cadmiu care semnalizează acest eveniment prin emiterea cîtorva fotoni. Deci se poate constata dacă a vut loc reacţia neutrino-proton după cei doi fotoni de anihilare şi după razele gamma emise de cadmiu la cîteva microsecunde mai tîrziu. Schematic reacţia este reprezentată în fig. 35. Reacţia are loc în recipientul *A* umplut cu apă, în care este dizolvată clorura de cadmiu. Radiaţie ce apare

Scanned with OKEN Scanner

la anihilarea pozitronului cu un electron al substanței este înregistrată de scintilatorii lichizi I și II. Aceiași contori de scintilație înregistrează și razele gamma ale cadmiului, emise în urma capturii neutronului.

Evident, cu cît va fi mai gros stratul de apă cu atît vor fi mai multe evenimente legate de neutrini. Pe de altă parte, dacă stratul de apă *A*, unde încep reacțiile neutrinului, va fi destul de gros, fotonii de anihilare vor fi absorbiți în apă și deci nu vor mai fi înregistrați de contorii I și II. În experiențele efectuate în anul 1956 de fizicienii americani Cowan și Reines stratul A conținea 200 litri apă. Un volum așa de mare de „lucru" necesita și cantități imense de scintilatori nefolosite încă înainte. Contorul de scintilație avea un volum de peste 300 litri. Toată instalația avea forma unui sandwich: între trei straturi care reprezentau contorii de scintilație se aflau două vase pline cu apă. La marginile „sandwichului" erau așezați 150 fotomultiplicatori care înregistrau scintilațiile din contori create de fotonii rezultați prin anihilare și de razele gamma emise de cadmiu. Pentru a proteja instalația de radiațiile exterioare ea a fost închisă într-o cutie din plumb și parafină și apoi îngropată adînc în pămînt, aproape de reactorul uneia dintre uzinele atomice din S.U.A. Observațiile care au fost recepționate de la distanță, au confirmat schema așteptată și au indicat existența neutrinului.

Structura nucleonului [1])

Cu problema structurii nucleonului s-a deschis un cerc nou și interesant de probleme în fizica particulelor elementare.

Pînă acum am presupus că particulele elementare sînt punctuale. Cercetările teoretice și experiențele din ultimii ani au stabilit că particulele elementare au o anumită structură. Odată cu aceasta s-a elucidat și o altă circumstanță foarte importantă. Vorbind despre particulele elementare am considerat tot timpul că proprietățile fiecărei particule nu depind de existența celorlalte particule. Astfel la prima vedere pare absolut evident ca, de exemplu, masa și proprietățile electrice ale protonului să nu depindă în nici un fel de faptul că există hiperoni și mezoni *K*.

[1]) În legătură cu problemele ridicate în acest paragraf, a se vedea și interesanta conferință a lui D. I. Blohințev «Cartea lui V. I. Lenin „Materialism și Empiriocriticism" și structura particulelor elementare». Gazeta Matematică și Fizică, nr. 11, 1959 (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Ni se pare că, dacă nu ar exista hiperoni şi mezoni K, proprietăţile protonului ar fi aceleaşi proprietăţi pe care le observăm astăzi în experienţe. Această concepţie despre particule este naivă! În realitate proprietăţile şi structura unei particule elementare sînt legate de proprietăţile celorlalte particule. Vom considera numai structura nucleonului (protonului şi neutronului), întrucît experienţele directe au fost efectuate numai pentru această structură şi pentru că această problemă ocupă un loc de frunte printre problemele fizicii moderne a particulelor elementare.

Să ne întoarcem la problema interacţiunii particulelor (p. 69). Încă de atunci ne-am convins că particularităţile interacţiunii dintre două particule sînt determinate de proprietăţile altor particule. Interacţiunea electromagnetică dintre sarcini se poate concepe ca rezultatul unui schimb virtual de fotoni; forţele nucleare se explică cu ajutorul mezonilor. Una dintre proprietăţile cele mai importante ale forţelor nucleare — raza lor de acţiune — depinde de masa particulelor care transmit interacţiunea. Să încercăm acum a înţelege de ce proprietăţile fiecărui nucleon în parte depind de proprietăţile mezonilor π. Ne vom folosi de noţiunea de mezoni virtuali, pe care am mai folosit-o pentru descrierea interacţiunii particulelor. Am spus că principalele procese virtuale, legate de interacţiunea pionică, sînt:

$$p \rightleftarrows \pi^+ + n, \quad n \rightleftarrows n + \pi^0$$

$$n \rightleftarrows \pi^- + p, \quad p \rightleftarrows p + \pi^0.$$

Amintindu-ne că protonul şi neutronul sînt stări diferite ale nucleonului N (v. cap. IV, „Independenţa de sarcină şi diferenţele de masă"), putem scrie aceste procese sub o formă unică:

$$N \rightleftarrows N + \pi$$

ceea ce înseamnă că nucleonul emite sau absoarbe virtual un mezon π.

Pentru a explica natura forţelor nucleare am considerat schimbul de mezoni π dintre doi nucleoni. Acum să luăm un alt caz, cînd avem doar un singur nucleon care emite şi absoarbe încontinuu mezoni π virtuali. La ce duce o asemenea emisie şi absorbţie de mezoni de către unul şi acelaşi nucleon (fig. 36, *a*)? Este evident că prin repetarea continuă a procesului nucleonul se va găsi o parte din timp fără mezon, iar altă

Scanned with OKEN Scanner

parte din timp ca şi cum ar fi însoţit de un mezon virtual. Interacţiunea pionică este o interacţiune tare şi calculele teoretice arată că datorită acestui fapt probabilitatea de emisie simultană a doi sau a trei mezoni π este suficient de mare. De aceea, pe lîngă emisia şi absorpţia virtuală a unui singur mezon, trebuie să se ia în consideraţie de asemenea emisia şi absorbţia virtuală a doi, trei sau mai mulţi mezoni (fig. 36, *b*). În acest caz nucleonul va petrece o parte din timp în tovărăşia a doi, trei sau mai mulţi mezoni. Ca rezultat, în medie, nucleonul ne va apare înconjurat de un nor de mezoni virtuali. Este bine să ne amintim de faptul că mezonii virtuali nu se observă în realitate, ci ei sînt folosiţi numai ca un mod de a descrie fenomenul. Totuşi, la fel cum forţele nucleare care apar în urma schimbului virtual de mezoni sînt pe deplin reale, tot aşa de reale sînt şi efectele produse de norul de mezoni al nucleonului.

Care sînt dimensiunile norului de mezoni al nucleonului? Raza lui se determină cu ajutorul aceloraşi consideraţii teoretice care au folosit şi la calcularea razei de acţiune a forţelor nucleare r_0 (v. cap. III, „Forţele nucleare şi mezonii nucleari"). Atunci s-a găsit $r_0 \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}$, unde m_π este masa mezonului π, c viteza luminii şi $\hbar$ constanta lui Planck. Raza norului de mezoni trebuie să aibă aproximativ aceeaşi mărime.

Poate oare să existe nucleonul fără norul de mezoni? Această problemă este hotărîtoare în privinţa structurii nucleonului.

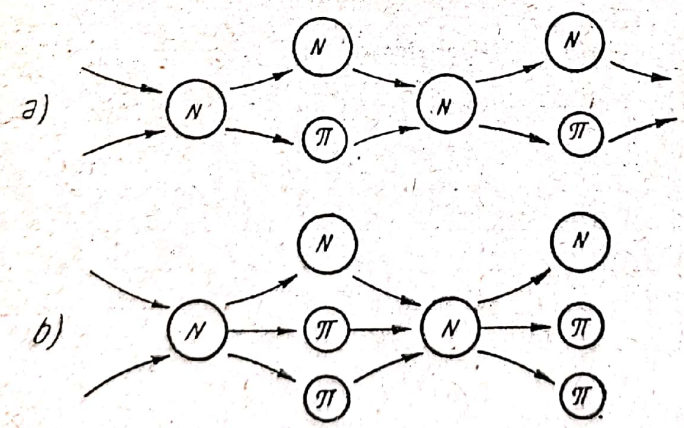


Fig. 36. Generarea mezonilor într-un nor de nucleoni.
a) — nucleonul *N* emite şi absoarbe un mezon π virtual; *b*) — în afară de aceasta sînt posibile emisii şi absorbţii virtuale simultane de doi mezoni, trei mezoni etc. Aceste procese decurg continuu.

Am ajuns la imaginea nucleonului înconjurat de un nor de mezoni pornind de la interacţiunea pionică. Datorită acestei interacţiuni se emit şi se absorb mezoni virtuali, formînd la urma urmelor norul de mezoni din jurul nucleonului. Deci, atît timp cît nucleonul este capabil să interacţioneze cu mezonii π,

Scanned with OKEN Scanner

va exista mereu norul de mezoni. Însă capacitatea nucleonului de a interacţiona cu mezonii π nu poate fi distrusă, tot aşa cum nu este posibil să împiedicăm electronul de a interacţiona electromagnetic. La electron această proprietate este legată de

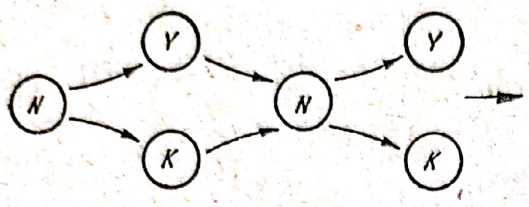


Fig. 37. Generarea mezonilor K de partea hiperonică a norului de nucleoni.

Nucleonul N emite un mezon K virtual, transformîndu-se în hiperonul Y; apoi hiperonul Y şi mezonul K se transformă virtual într-un nucleon etc.

existenţa sarcinii pe care nu o putem distruge; la nucleon ea trebuie atribuită unei sarcini mezonice; nu este posibil ca nucleonul să scape de sarcina mezonică. Astfel norul de mezoni trebuie să însoţească totdeauna nucleonul. Dar dacă norul de mezoni este nedespărţit de nucleon, atunci ar trebui oare să înţelegem prin nucleon acel „ceva“ care este înconjurat de nor? În experienţe se observă în calitate de nucleon totul împreună: acel „ceva“ care s-a numit înainte nucleon, împreună cu norul de mezoni. Am ajuns deci la concluzia că ceea ce s-a numit anterior nucleon este o imagine idealizată (care se numeşte uneori şi nucleon „gol“) a nucleonului. Nucleonul fizic (observat în experienţe) se compune din nucleonul „gol“ şi norul de mezoni.

La trecerea de la nucleonul „gol“ la nucleonul fizic se obţine o structură sui generis a nucleonului. Proprietăţile structurii nucleonului pot fi legate de proprietăţile norului de mezoni. Prin urmare structura norului de mezoni este deosebit de interesantă pentru fizicieni. Dar cercetările teoretice în acest domeniu s-au lovit de dificultăţi serioase şi deocamdată nu au dat rezultate importante.

Norul de mezoni virtuali nu este însă singura cauză de care poate depinde structura nucleonului. În afară de mezonii π, nucleonul poate interacţiona şi cu mezonii K şi cu hiperonii, iar această interacţiune este de asemenea mare (mai mică însă decît interacţiunea pionică). Procesul virtual de bază al acestei interacţiuni va fi emisia unui mezon K şi generarea unui hiperon, pe care îl vom nota cu litera Y (fig. 37):

$$N \rightleftarrows Y + K.$$

(În această transformare virtuală trebuie să se conserve stranietatea (v. tabela IV)! În funcţie de tipul mezonului K, hiperonul Y va fi hiperonul Λ sau hiperonul Σ).

Scanned with OKEN Scanner

Mezonii K virtuali formează de asemenea un nor, dar dimensiunile lui sînt mult mai mici decît dimensiunile norului de mezoni π, întrucît masa mezonilor K este mult mai mare decît masa mezonilor π. Calculul razei norului de mezoni K se poate obține simplu înlocuind în formula $r_\pi \sim \frac{\hbar}{m_\pi c}$ masa mezonului π prin masa mezonului K. Obținem:

$$r_K \sim \frac{\hbar}{m_K c} = \frac{m_\pi}{m_K} r_\pi \sim 0{,}3 \cdot r_\pi$$

unde $m_\pi \approx 270\ m_e$, iar $m_K = 966\ m_e$. Cînd vorbim de norul de mezoni K nu putem să mai spunem că el înconjoară nucleonul gol, deoarece la emisia virtuală de mezoni K nucleonul gol se transformă în hiperon.

În afară de mezonii π și K este posibilă încă și generarea perechilor virtuale nucleon-antinucleon, care dau de asemenea o contribuție la norul general. Cel mai simplu proces virtual de acest gen este următorul:

$$N \rightleftarrows N + \bar{N} + N.$$

Întrucît masele nucleonului N și antinucleonului $\bar{N}$ sînt foarte mari ($m_N \approx 6{,}5\ m_\pi$), ne putem aștepta ca raza r_N a regiunii în care se vor afla perechi virtuale $N + \bar{N}$ să nu fie mare. Calculul cu ajutorul unei formule de același tip ca și în celelalte cazuri conduce la:

$$r_N \sim \frac{\hbar}{2 m_N c} = \frac{m_\pi}{2 m_N} r_\pi \approx 0{,}07 \cdot r_\pi.$$

In realitate se pare însă că rolul perechilor nucleon-antinucleon devine important la distanțe mai mari. De fapt întrebarea: ce se întîmplă la distanțe mai mici decît r_K, nu se poate discuta aici în mod serios. Aceasta este domeniul necunoscutului.

Astfel, datorită interacțiunii nucleonului cu alte particule (și numai datorită acesteia!), el are un fel de structură care este determinată de proprietățile celorlalte particule. Putem să ne imaginăm că în nucleon se petrec încontinuu procese virtuale: el apare cînd sub formă de nucleon gol cu mezoni în jurul său, cînd sub formă de hiperon și mezoni K, cînd sub formă de nucleon cu perechi. Schimbul de „nori" ai nucleonului se petrece foarte repede astfel încît este imposibil să-i observăm. În experiențe se observă o structură de următorul tip:

Scanned with OKEN Scanner

norii virtuali legați de diferitele procese se suprapun, fiind deosebiți numai prin razele lor.

Putem să ne imaginăm nucleonul astfel: în regiunea centrală se află un fel de nucleu — „sîmburele" — a cărui rază

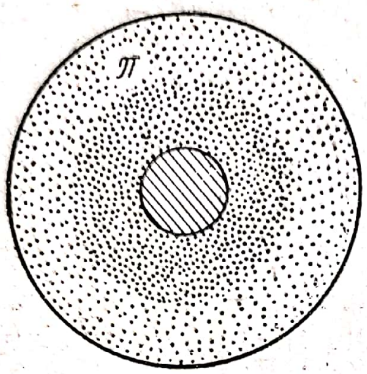


Fig. 38. Structura nucleonului.
În centru se află un „sîmbure" de rază $0{,}2–0{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm, care este înconjurat de un nor de mezoni.

este de $0{,}2—0{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm și în care rolul principal îl au particulele stranii (mezonii K și hiperonii) și perechile nucleon-antinucleon. Despre această regiune nu se cunoaște nimic. Regiunea exterioară este ocupată de norul de mezoni (fig. 38). Ea este încă foarte puțin studiată, cu excepția marginii exterioare a norului de mezoni care este accesibil unei analize teoretice.

Putem să studiem experimental structura nucleonului, la ciocnirea particulelor cu el. Rezultate interesante au furnizat experiențele de împrăștiere de electroni rapizi pe protoni. Rezultatele calitative ale unor astfel de experiențe le putem prevedea bazîndu-ne pe existența structurii virtuale a nucleonului. Este de așteptat ca toate particulele virtuale, care intră în componența nucleonului, să difuzeze și electronii. Întrucît protonul își petrece o mare parte din timp sub formă de neutron cu mezoni π^+ și, pe de altă parte, sub formă de hiperon Λ și mezoni K^+ etc., împrăștierea totală se compune din contribuția împrăștierilor separate ale electronilor pe mezonii π^+, pe mezonii K^+ etc. Bineînțeles în experiențe se observă numai împrăștierea pe întreg protonul, ca un tot.

În concluzie, împrăștierea electronilor rapizi pe protoni se va deosebi de împrăștierea electronilor pe o particulă punctuală avînd sarcina protonului. Protonul împrăștie electronii ca și cum sarcina sa ar fi distribuită într-o anumită regiune. Electronii rapizi servesc drept sondă pentru studiul distribuției sarcinii protonului. Desigur cuvîntul „distribuție" nu trebuie înțeles textual; sarcina protonului nu este divizibilă și acest fapt

noi l-am luat în considerație în toate procesele virtuale. Experiențele asupra difuziei electronilor cu o energie pînă la 550 milioane de electron-volți, efectuate la Stanford (S.U.A.) au permis determinarea formei aproximative a distribuției sarcinii în proton, precum și raza electrică a protonului R_e. Rezultatele acestor experiențe sînt reprezentate în fig. 39. Mărimea q reprezintă sarcina raportată la unitatea de lungime de-a lungul razei, deci $q \cdot \Delta r$ este sarcina conținută în stratul sferic cuprins între razele r și $r+\Delta r$. Astfel suprafața cuprinsă între curbă și axa Or este egală cu sarcina totală a protonului e. După cum se vede din fig. 39 curba de distribuție a sarcinii în proton are un maximum distinct. Raza acestui maximum coincide aproximativ cu „raza electrică" a protonului. Ea este egală cu $0{,}77 \cdot 10^{-13}$ cm.

Experiențe analoge au fost făcute și cu neutronul. În acest caz rezultatul a fost neașteptat. Împrăștierea electronilor rapizi pe neutroni s-a petrecut astfel ca și cum raza electrică a neutronului ar fi nulă, deci ca și cum neutronul nu ar avea nor de mezoni π, ci ar fi de dimensiunile „sîmburelui" central. Acest fapt surprinzător este o enigmă și sperăm că experiențele viitoare o vor dezlega [1]).

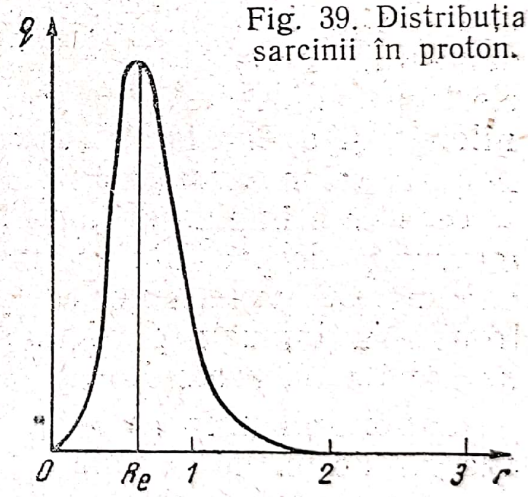


Fig. 39. Distribuția sarcinii în proton.

De structura nucleonului sînt legate multe probleme. Spre exemplu, răspunsul referitor la natura forțelor dintre nucleoni depinde de rezolvarea problemei structurii nucleonului. Problema forțelor nucleare este astfel în strînsă legătură cu aceeași chestiune. Se poate presupune că la energii mari rolul esențial în forțele nucleare îl joacă mezonii K și perechile nucleon-antinucleon. Experiențele asupra ciocnirii nucleonilor de mare energie ar permite cercetarea proprietăților sîmburelui. Problema forțelor nucleare este în prezent încă departe de rezolvare.

[1]) Mai recent s-a putut arăta (D. Blohințev, R. Hofstadter și alții) că raza electrică nulă a neutronului se poate datori unei „distribuții" mai complicate a sarcinii, funcția corespunzătoare $q(r)$ schimbînd semnul de mai multe ori. În orice caz ideile teoriei mezonice nu pot fi aplicate decît „periferiei" nucleonului (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

Cercetările asupra particulelor stranii permit de asemenea studierea structurii nucleonului, întrucît particulele stranii determină probabil multe din particularităţile „sîmburelui". Există bănuieli că toţi membrii familiei barionilor (nucleonii şi hiperonii) sînt stări diferite ale uneia şi aceleiaşi particule. Înaintarea în acest domeniu este condiţionată de asemenea de experienţele viitoare în domeniul energiilor înalte şi supraînalte.

Spre noi cuceriri

După un progres în lupta pentru particule de mare energie urmează un progres în studierea nucleului atomic şi a particulelor elementare, despre care ne vom convinge pe cîteva exemple.

Cu ajutorul primilor acceleratori ciclici — (ciclotronul şi alţi acceleratori de acest gen) — s-au studiat reacţii nucleare la energii mici.

Cucerirea domeniului energiilor înalte a început odată cu construirea primilor acceleratori bazaţi pe principiul autofazării al lui Veksler şi Mc. Millan. Apariţia sincrotronului şi, mai ales, a sincrociclotronului a deschis o etapă nouă, extinzînd domeniul energiilor accesibile pînă la 600—700 milioane de electron-volţi. Acest progres a deschis drumul în lumea mezonilor π şi a dus la detectarea mezonului π^0. Datorită sincrociclotroanelor savanţii au obţinut fascicule puternice de mezoni π, ceea ce a împins deodată înainte cunoştinţele noastre despre mezoni şi despre interacţiunea lor cu protonii şi neutronii. În nenumărate experienţe cu protonii accelerați în sincrociclotron s-au lămurit particularităţi interesante ale interacţiunii neutronilor şi protonilor.

Următorul progres s-a obţinut atunci cînd a fost întrecută energia de un miliard de electron-volţi. Prima maşină „miliardară" a fost cosmotronul, în care s-au putut accelera protonii pînă la 3 miliarde de electron-volţi. Cu ajutorul acestei instalaţii s-au efectuat multe cercetări importante; în particular aici au fost creaţi mezonii K arificiali. Tot la cosmotron s-au observat pentru prima oară şi hiperonii artificiali.

Al doilea accelerator puternic a fost bevatronul care a ridicat hotarul energiilor înalte obţinute în laborator la 6,2 miliarde de electron-volţi. Datorită bevatronului s-a putut rezolva problema antiprotonului şi antineutronului. De asemenea s-a lărgit sfera experienţelor cu mezoni K şi hiperoni. La cosmo-

Scanned with OKEN Scanner

tron şi bevatron s-a obţinut o serie întreagă de informaţii asupra interacţiunii particulelor elementare.

Noi cuceriri ale fizicii particulelor elementare le prevesteşte începutul funcţionării celui mai puternic accelerator din lume — sincrofazotronul Institutului Unificat de Cercetări Nucleare de la Dubna (U. R. S. S.), în care protonii au fost accelerați pînă la 10 miliarde de electron-volţi. Această instalaţie gigantică, construită de savanţii şi inginerii sovietici, a fost predată de către Guvernul sovietic Institutului Unificat, la a cărui activitate participă 12 state ale lagărului socialist. Construirea acestui accelerator unic a constituit o victorie însemnată a ştiinţei şi tehnicii sovietice.

Principiul de funcţionare al sincrofazotronului, ca şi al sincrociclotronului sau fazotronului, despre care s-a vorbit în legătură cu generarea mezonilor π artificiali (cap. III), este bazat pe ideea autofazării a lui Veksler şi Mc. Millan. Din acest punct de vedere sincrofazotronul reprezintă un sincrociclotron modificat (mai corect un sincrotron modificat).

Spre deosebire însă de ciclotron şi sincrociclotron, protonii se mişcă în camera inelară a sincrofazotronului nu pe o spirală, ci pe o circumferinţă. Acest lucru se obţine prin variaţia cîmpului magnetic: pe măsură ce creşte viteza protonului se măreşte şi cîmpul magnetic astfel încît traiectoria protonului în cameră rămîne în medie invariabilă. Ca şi în ceilalţi doi acceleratori enumeraţi mai înainte, protonii sînt accelerați de un cîmp electric în intervalele acceleratoare situate la capetele opuse ale unui diametru. Ca şi în sincrociclotron frecvenţa cîmpului electric nu rămîne constantă, ci variază lent. Variaţia simultană a cîmpului magnetic şi a frecvenţei garantează stabilitatea mişcării particulei accelerate pe circumferinţă. În aceasta constă în esenţă principiul autofazării aplicat la sincrofazotron.

Datorită faptului că în sincrofazotron particulele se mişcă pe o circumferinţă se pot atinge energii mult mai mari decît în sincrociclotron (cea mai mare energie obţinută în sincrociclotron este egală cu 680 milioane de electron-volţi, ceea ce reprezintă de 15 ori mai puţin decît energia obţinută în giganticul sincrofazotron).

Cu cît este mai mare energia într-un accelerator ciclic, cu atît mai mari trebuie să fie dimensiunile sale sau valoarea cîmpului magnetic. Există posibilităţi reduse pentru a mări cîmpul magnetic (în comparaţie cu cîmpul din sincrociclotron). Din această cauză diametrul circumferinţei pe care se mişcă

Scanned with OKEN Scanner

protonul cu energie de cîteva miliarde de electron-volți este de ordinul zecilor de metri. Dimensiuni atît de mari împiedică folosirea unui magnet compact cu poli circulari, ca la sincrociclotron și ciclotron. Greutatea unui asemenea magnet s-ar

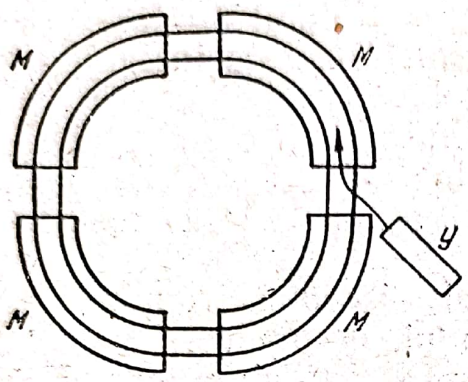


Fig. 40. Schema sincrofazotronului.

M — segmentele inelului electromagnetului ; *y* — acceleratorul liniar în care sînt accelerați protonii înainte de a intra în sincrofazotron.

ridica la sute de mii de tone. În acceleratorul gigantic polul magnetului are forma unui inel, iar accelerarea particulelor se produce într-o cameră inelară interioară acestui inel (fig. 40). Mai exact, în acea cameră protonii petrec ultima lor etapă de accelerare, deoarece ei intră acolo cu o energie inițială de 9 milioane de electron-volți. Această energie este primită de protoni în prima treaptă de accelerare, în acceleratorul liniar *y*, care joacă aici același rol ca și partea centrală a camerei acceleratoare a ciclotronului (fig. 13).

Dimensiuni mari și precizie excepțională iată ce caracterizează giganticul sincrofazotron. Dăm cîteva cifre edificatoare : greutatea electromagnetului este de 36 000 t, diametrul mediu al inelului este aproximativ 60 metri. Pe lîngă impresionanta greutate a electromagnetului mai trebuie remarcată și înalta precizie a cîmpului magnetic, întrucît abaterile acestui cîmp cu o cantitate neînsemnată de la valoarea dată (de exemplu, strîmbarea inelului magnetului chiar numai cu un milimetru !) pot duce la ieșirea din funcțiune a mașinii.

Condiții speciale se impun și camerei inelare în care sînt accelerați protonii. Pentru ca protonii să se rotească fără dificultate în această cameră, trebuie ca acolo să fie un vid înaintat, a cărui presiune să atingă a miliarda parte dintr-o atmosferă. Problema vidului atît de înalt este complexă și grea din pricina volumului mare al camerei. Cu toate acestea ea a fost rezolvată cu succes. În particular, vidul a fost obținut cu ajutorul a 56 pompe puternice care scot încontinuu aerul din cameră.

Scanned with OKEN Scanner

Pînă ce ajunge la energia finală, protonul parcurge în cameră un milion de kilometri, făcînd patru milioane și jumătate de rotații. Tot timpul de accelerare durează mai puțin de patru secunde, protonii deplasîndu-se aproape cu viteza luminii. Au fost deja obținute primele fotografii ale unor reacții produse de protonii cu energie de 10 miliarde de electron-volți. Fizicienii lumii întregi așteaptă cu nerăbdare noi date despre hiperoni și alte particule stranii care vor putea fi obținute în acest nou accelerator [1]). În orice caz, energia protonilor accelerați în sincrofazotron este suficientă pentru generarea unei particule elementare oarecare, chiar și a celei mai grele, hiperonul de cascadă și antiparticula sa. Cele 10 miliarde de electron-volți obținute nu reprezintă o limită. Savanții și inginerii proiectează în prezent noi mașini pentru obținerea unor particule cu energii record. Posibilitățile de a ridica energia particulelor în acceleratorii viitori este legată de folosirea așa numitei focalizări puternice. Principiul focalizării puternice permite micșorarea simțitoare a greutății electromagnetului. De exemplu, în acceleratorul de protoni pe care îl proiectează savanții și inginerii sovietici, accelerator care va trebui să atingă 50—60 miliarde de electron-volți, greutatea electromagnetului nu va avea mai mult de 22 000 t, iar raza medie va fi de 236 m. Comparați aceste cifre cu cele date în cazul sincrofazotronului.

Acceleratori mari se proiectează și în alte țări. Americanii și-au propus construirea unui accelerator de protoni la energia de 30 miliarde de electron-volți; tot un asemenea accelerator se construiește și la Geneva [2]). Foarte importantă nu este atît problema construirii unor acceleratori cu energii record, cît cu intensitate mare a fasciculului de particule. De obicei, în primii acceleratori care ating un nou domeniu energetic, intensitatea fasciculului de particule accelerate nu este mare. În asemenea acceleratori se pot descoperi noi fenomene, dar nu este atît de simplu să le cercetăm. Pentru a avea succes în studiul detaliat al fenomenului (sau pentru a descoperi un fenomen rar) sînt necesare fluxuri intense de particule. Astfel de acceleratori se

---

[1]) La conferințele internaționale de Fizica Energiilor Mari de la Geneva (1958) și Kiev (1959) fizicienii I.U.C.N. de la Dubna au comunicat deja o serie de rezultate interesante obținute cu acest accelerator (N. Red. E. T.).

[2]) În toamna anului 1959 s-a anunțat de C.E.R.N. (Organizația Europeană de Cercetări Nucleare) că asamblarea acestui accelerator a fost terminată și că au început probele lui. Este deci de așteptat ca în anii 1960—1961 să înceapă să funcționeze și acest accelerator gigantic (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

construiesc de asemenea în diferite țări [1]). În Italia a intrat în funcțiune un accelerator puternic de electroni de un miliard de electron-volți, iar în S. U. A. un altul de 1,1—1,2 miliarde de electron-volți și probabil că se vor putea face cu ajutorul lor experiențe interesante. De asemenea la Stockholm se proiectează un accelerator similar.

Se poate spera că datorită succeselor mari în tehnica acceleratorilor vor putea fi explicate multe probleme din lumea particulelor elementare, între altele și problema neutronului și protonului, precum și strînsa lor legătură cu hiperonii și interacțiunea cu mezonii.

[1]) Recent s-a anunțat că la I.U.C.N. de la Dubna s-a elaborat un nou principiu de accelerare (bazat pe variația spațială a cîmpului magnetic) care permite o mărire apreciabilă a intensității fasciculului accelerat (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

ÎNCHEIERE

Cum ne putem imagina în momentul de faţă lumea particulelor elementare? Înainte de toate ne uimesc diferitele forme ale particulelor elementare. Numărul lor a ajuns la 30 şi încă sînt posibile noi descoperiri. Toate particulele cunoscute sînt enumerate în tabela V. Din acestea, 22 de particule s-au observat experimental, iar 8 particule sînt prevăzute de teoreticieni şi se aşteaptă descoperirea lor experimentală. În grupa particulelor prevăzute teoretic se află şi hiperonul neutru de cascadă Ξ^0, precum şi şase antiparticule: antihiperonul $\overline{\Lambda}$, trei antihiperoni $\overline{\Sigma}$ şi doi antihiperoni $\overline{\Xi}$.

Am făcut cunoştinţă cu proprietăţile variate ale particulelor elementare. Prin aceasta, cu cît am pătruns mai mult în lumea particulelor elementare cu atît proprietăţile particulelor s-au înmulţit şi cu atît mai neobişnuite au fost ele. Primele particule — electronul, protonul, neutronul şi fotonul — s-au caracterizat prin masă, spin şi sarcină. Mai departe cînd s-a explicat nestabilitatea unor particule, la aceste mărimi a trebuit să se adauge durata de viaţă şi de asemenea schema dezintegrării. În problema forţelor nucleare şi la studierea mezonilor π, ne-am întîlnit cu independenţa de sarcină şi, ca rezultat, mezonii π şi nucleonii au început să fie caracterizaţi şi prin spinul izobaric. Cînd au fost descoperite particulele stranii, spinul izobaric a fost aplicat şi la aceste particule. Studiind legătura dintre sarcină şi spinul izobaric al particulelor stranii, ne-am convins că aceste particule trebuie să mai aibă încă o proprietate: stranietatea.

În sfîrşit, proprietatea cea mai uimitoare a particulelor elementare este transformarea lor. Nici una din particulele elementare nu prezintă în acest caz vreo excepţie; fiecare particulă ia parte la procese în care dispare, transformîndu-se în

Tabela V. **Particulele**

	Denumirea	Simbolul	Masa	Spinul	Sarcina
	Fotonul	γ	0	1	0
Leptoni	Neutrino	ν	$<0{,}0005$	$1/2$	0
	Antineutrino	$\bar{\nu}$	0,0005	$1/2$	0
	Electronul	e^-	1	$1/2$	-1
	Pozitronul	e^+	1	$1/2$	$+1$
	Mezonii μ	μ^+	206,7	$1/2$	$+1$
		μ^-	206,7	$1/2$	-1
Mezoni	Mezonii π	π^0	264,2	0	0
		π^+	273,3	0	$+1$
		π^-	272,8	0	-1
	Mezonii K	K_1^0 $\begin{cases} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{cases}$	975	0	0
		K_2^0 $\begin{cases} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{cases}$	975	0	0
		K^+	966,5	0	$+1$
		K^-	966,5	0	-1
Barioni	Protonul	p	1 836,1	$1/2$	$+1$
	Antiprotonul	$\bar{p}$	1 836,1 ?	$1/2$	-1
	Neutronul	n	1 836,6	$1/2$	0
	Antineutronul	$\bar{n}$	1 836,6 ?	$1/2$	0
	Hiperonul Λ	Λ	2 182	$1/2$	0
	Antihiperonul $\bar{\Lambda}$	$\bar{\Lambda}$	2 182 ?	$1/2$	0
	Hiperonul Σ	Σ^0	2 330	$1/2$	0
		Σ^+	2 327	$1/2$	$+1$
		Σ^-	2 341	$1/2$	-1
	Antihiperonul $\bar{\Sigma}$	$\bar{\Sigma}^0$	2 330 ?	$1/2$	0
		$\bar{\Sigma}^-$?	2 327 ?	$1/2$	-1
		$\bar{\Sigma}^+$?	2 341 ?	$1/2$	$+1$
	Hiperonii de cascadă Ξ	Ξ^-	2 585	$1/2$?	-1
		Ξ^0	2 570	$1/2$?	0
	Antihiperonii de cascadă $\bar{\Xi}$	$\bar{\Xi}^+$?	2 585 ?	$1/2$	$+1$
		$\bar{\Xi}^0$?	2 570 ?	$1/2$	0

Semnele de întrebare la simboluri înseamnă că particulele respective încă particulelor nu sînt precizate experimental. La fotoni și leptoni nu se folosește

[1]) Datele din această tabelă au fost modificate față de originalul în limba Energiilor Mari, Kiev (U.R.S.S.), iulie 1959. Față de original, a dispărut semnul de

Scanned with OKEN Scanner

elementare [1])

Spinul izobaric	Stranietatea	Durata de viață, în secunde	Schema de dezintegrare
—	—	Stabil	
—	—	Stabil	
—	—	Stabil	
—	—	Stabil	
—	—	Stabil	
—	—	$2{,}2\cdot10^{-6}$	$\mu^+ \to e^+ + \nu + \bar{\nu}$
—	—	$2{,}2\cdot10^{-6}$	$\mu^- \to e^- + \nu + \bar{\nu}$
1	0	$<4\cdot10^{-16}$	$\pi^0 \to 2\gamma$; $\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-$; $\pi^0 \to 2e^+ + 2e^-$
1	0	$2{,}6\cdot10^{-8}$	$\pi^+ \to \mu^+ + \nu$
1	0	$2{,}6\cdot10^{-8}$	$\pi^- \to \bar{\mu}^- + \nu$
$^1/_2$	—	$1{,}0\cdot10^{-10}$	$K_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$; $K_1^0 \to 2\pi^0$
$^1/_2$	—	$4\cdot10^{-8} - 13\cdot10^{-8}$	$K_2^0 \to \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$; $\pi^\pm + e^\mp + \nu$
$^1/_2$	+1	$1{,}2\cdot10^{-8}$	$K^\pm \to \begin{cases} \mu^\pm + \nu,\ \pi^\pm + \pi^0 \\ 3\pi;\ \mu^\pm + \nu + \pi^0 \\ e^\pm + \nu + \pi^0 \end{cases}$
$^1/_2$	−1	$1{,}2\cdot10^{-8}$	
$^1/_2$	0	Stabil	
$^1/_2$	0	Stabil	
$^1/_2$	0	1 040	$n \to p + e^- + \nu$
$^1/_2$	0		
0	−1	$2{,}8\cdot10^{-10}$	$\Lambda \to p + \pi^-$; $\Lambda \to n + \pi^0$
0	+1	?	
1	−1	$<1\cdot10^{-11}$	$\Sigma^0 \to \Lambda + \gamma$
1	−1	$1{,}7\cdot10^{-10}$	$\Sigma^+ \to p + \pi^0$, $\Sigma^+ \to n + \pi^+$
1	−1	$1{,}6\cdot10^{-10}$	$\Sigma^- \to n + \pi^-$
1	+1		
1	+1		
1	+1		
$^1/_2$	−2	$3\cdot10^{-9}$	$\Xi^- \to \Lambda + \pi^-$
$^1/_2$	−2		$\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0$
$^1/_2$	+2		
$^1/_2$	+2		

nu au fost observate. Ele se folosesc de asemenea acolo unde proprietățile noțiunea de spin izobaric.

rusă, pentru a ține seama de situația actuală (Conferința Internațională de Fizica întrebare de la hiperonul Ξ^0 descoperit în vara anului 1959. (N. Red. E. T.).

Scanned with OKEN Scanner

alte particule. Mulţimea transformărilor particulelor elementare este consecinţa diversităţii interacţiunilor dintre particule.

Am început cartea, presupunînd cunoscută doar interacţiunea electromagnetică, care a fost suficientă pentru explicarea forţelor din interiorul atomului. Apoi a fost stabilit că interacţiunea a două particule, graţie schimbului reciproc, duce la generarea altor particule şi că forţele electromagnetice apar, în acest caz particular, cînd se produce un schimb de fotoni. De aici a fost evident că pot exista interacţiuni de cele mai diferite tipuri. Forţele nucleare şi interacţiunea beta au fost primele exemple ale faptului că, spre deosebire de lumea corpurilor mari, în lumea particulelor elementare interacţiunea electromagnetică nu mai deţine monopolul. În afară de interacţiunile electromagnetică, pionică şi beta, ne-am întîlnit încă cu interacţiuni care provoacă dezintegrarea mezonilor μ, π, K şi a hiperonilor. Pentru dezintegrarea fiecărui tip de particule există o interacţiune proprie. În experienţe s-a observat puternica interacţiune a mezonilor K.

Dar interacţiunea particulelor elementare conduce nu numai la transformarea particulelor. Datorită interacţiunii, proprietăţile particulelor sînt strîns legate una de alta. Forţele dintre nucleoni depind de proprietăţile mezonilor π; la rîndul său, dezintegrarea mezonilor π^0 se poate înţelege numai cu ajutorul proprietăţilor nucleonilor şi antinucleonilor. Structura nucleonului se determină prin particularităţile multor altor particule: mezoni, hiperoni, antinucleoni. În lumina unei astfel de legături interne a particulelor, lumea particulelor elementare trebuie privită nu ca o adunare de particule separate, ci ca un organism unitar în felul său.

Multe probleme interesante reclamă existenţa antiparticulelor. De ce materia e construită atît de nesimetric în raport cu semnul sarcinii? De ce în realitate atomii se compun numai din protoni, neutroni şi electroni? De ce pozitronii, antiprotonii şi antineutronii sînt musafiri atît de rari în lumea noastră şi nu se bucură de drepturi egale cu particulele? Se poate presupune că undeva, în regiunile îndepărtate ale universului, există antigalaxii alcătuite din antimaterie. Antimateria e construită din antiparticule. Nucleele acolo se compun din antiprotoni şi antineutroni; în jurul antinucleelor în antiatomi se mişcă antielectronii (pozitronii). Prin contactul dintre materie şi antimaterie pot avea loc fenomene de anihilare; materia şi antimateria se vor transforma în fotoni şi alte particule elemen-

Scanned with OKEN Scanner

tare, cu degajare de imense cantităţi de energie. Evident, că antimateria poate exista numai la depărtare de materie.

Există oare în univers antigalaxii? La această întrebare este greu de răspuns. Totuşi proprietăţile antigalaxiei trebuie să fie analoge proprietăţilor galaxiilor obişnuite şi chiar fotonii, care sînt emişi de antimaterie, nu se deosebesc cu nimic de fotonii materiei. De aceea, observaţiile astronomice nu pot deosebi galaxia de antigalaxie. În afară de aceasta este neclară şi problema: se va produce oare o catastrofă cosmică prin contactul galaxiei cu antigalaxia, pot oare ele să se anihileze într-o măsură considerabilă? După începerea anihilării materiei şi antimateriei, prin presiunea care se formează, radiaţiile care părăsesc galaxia şi antigalaxia pot fi împinse în regiunile unde transformările de anihilare s-au întrerupt.

Cîte particule elementare avem încă de descoperit? De ce numărul lor e aşa mare? Diversitatea particulelor elementare ne sugerează ideea că nu toate sînt elementare. Este întrutotul posibil ca situaţia actuală din fizica particulelor elementare să fie analogă cu situaţia care s-a produs în chimie cu puţin înainte de construirea de către Mendeleev a sistemului periodic. Atunci a fost cunoscut un număr mare de atomi, iar atomii s-au presupus elementari, întrucît structura lor a fost necunoscută. Tabela lui Mendeleev a scos la iveală regularitatea proprietăţilor atomilor, ceea ce a fost direct arătat de complexitatea atomilor. Dar numai pe următoarea treaptă a elementarităţii, cînd a devenit cunoscută structura atomului, a fost dat răspunsul la întrebarea cîţi atomi diferiţi pot fi? Acum încă nu s-a descoperit această regularitate în proprietăţile particulelor elementare care ar permite să formulăm principiul călăuzitor în construirea unei teorii unitare a particulelor elementare.

Cum ar putea deci să se prezinte noua teorie a particulelor elementare? În conformitate cu părerea generală a fizicienilor, noua teorie trebuie să se bazeze pe noi presupuneri şi de aceea ea se va deosebi mult de teoriile existente. Din punctul de vedere al presupunerilor existente noua teorie la prima vedere poate apare „stranie". Poate ea se va deosebi de teoria modernă atît de mult ca şi mecanica cuantică de mecanica clasică. De aceea nu putem să ghicim dinainte trăsăturile noii teorii.

Dar putem formula unele presupuneri în ceea ce priveşte viitoarea teorie a particulelor elementare după dificultăţile teoriilor existente (presupunînd că viitoarea teorie va fi eliberată de defectele teoriei moderne). Neajunsurile teoriei moderne sînt evidente. Ea nu poate da răspuns la întrebările, cîte par-

Scanned with OKEN Scanner

ticule trebuie să fie, de ce sarcinile particulelor sînt aceleaşi în valoare absolută etc. În teoria modernă se presupune că toate proprietăţile particulelor, care se atribuie particulelor separate (masa, spinul, sarcina etc.), sînt date.

Teoria modernă a particulelor elementare este reunirea unui şir de teorii care se referă la particulele separate şi la interacţiunea particulelor: electronii şi pozitronii cu cîmpul electromagnetic (asemenea teorie se numeşte electrodinamică cuantică), nucleonii cu mezonii (teoria mezonică) etc. Mai mult, din toate interacţiunile între particule, teoria acum poate studia consecvent numai una: interacţiunea electronilor, pozitronilor şi fotonilor (adică electrodinamica cuantică). Concluziile electrodinamicii cuantice sînt în excelent acord cu experienţa, deşi şi aici există contradicţii. Celelalte interacţiuni (între altele şi interacţiunea mezonilor π cu forţele nucleare) pînă acum nu se supun analizei teoretice. Anume, în problema interacţiunii particulelor se întîlnesc şi azi dificultăţi importante.

Mulţi fizicieni văd cauza acestor dificultăţi în faptul că particulele elementare sînt considerate punctiforme. În partea „Structura nucleonului" am văzut că datorită interacţiunii particulelor şi a transformării lor, nucleonul are o structură care depinde de proprietăţile altor particule. Totuşi, pînă acum încă nu s-a reuşit să se ia în consideraţie această structură chiar de la început; de obicei la baza calculelor structurii nucleului stă presupunerea că el este „gol" şi punctiform.

În ultimul deceniu s-au întreprins mari încercări de a se introduce particule „extinse". Însă toate aceste încercări au dus deocamdată la contrazicerea principiului cauzalităţii şi a presupunerilor existente despre spaţiu şi timp. În legătură cu aceasta e răspîndită opinia că ideile actuale despre spaţiu şi timp pot să fie inaplicabile la distanţe mici de ordinul fermiului şi că există o „distanţă minimă". Introducerea distanţei minime este presupusă drept una din trăsăturile însemnate ale viitoarei teorii.

Altă trăsătură caracteristică a viitoarei teorii a particulelor elementare pare a fi faptul că lumea particulelor elementare presupune existenţa unui ansamblu unic de relaţii, că proprietăţile fiecărei particule depind de proprietăţile altor particule şi că sînt posibile cele mai diferite transformări ale particulelor. De aceea este natural să gîndim că la baza lumii particulelor elementare stă „materia primă" formată din cîteva particule fundamentale, care generează toată diversitatea de particule elementare observate astăzi.

Scanned with OKEN Scanner

Un interes deosebit şi cu totul recent l-au provocat printre savanţi lucrările lui Heisenberg şi ale colaboratorilor, precum şi lucrările lui Heisenberg şi Pauli (ultima a rămas nepublicată). În aceste lucrări una din variante este aşa-numita „teorie spinorială neliniară", în care se găseşte ipoteza asupra distanţei minime ca şi presupunerea despre „materia primă". Acum e greu să judecăm dacă aceste lucrări aduc o contribuţie la construirea teoriei particulelor elementare. Dar înseşi ideile despre „distanţa minimă" şi „materia primă" sînt atît de interesante, încît ne fac să aruncăm o privire în viitor: cum am presupune lumea particulelor elementare, dacă aceste idei s-ar dovedi juste?

Să considerăm că la bază se găseşte „materia primă". Particulele sînt cuante, adică porţiunile indivizibile, cele mai mici, de „materie primă". „Materia primă" există şi în vid. Legile mişcării „materiei prime" permit numai existenţa anumitor particule. Din aceste legi se poate găsi masa particulelor, spinul lor. Din aceleaşi legi se poate înţelege de ce sarcina electronului este sarcina electrică elementară, de ce electronii şi mezonii μ nu participă în interacţiunile tari şi cum sînt legate între ele particulele stranii. Cu alte cuvinte, în conformitate cu o astfel de teorie, unele din particulele care sînt socotite astăzi elementare se vor presupune şi atunci elementare şi absolute.

Reprezentările noastre asupra spaţiului şi timpului de asemenea s-ar schimba. Astfel dacă acum socotim posibilă, în principiu, măsurarea infinit de exactă a coordonatei particulei (firește prin nedeterminarea totală a impulsului particulei), din punctul de vedere al noii teorii aceasta nu se poate face: coordonata particulei poate fi determinată numai cu o precizie pînă la lungimea universală (distanţa minimă) l_0, egală cu aproximativ un fermi (10^{-13} cm). Atunci nu va avea sens să vorbim despre lungimi mai mici ca l_0; toate lungimile pot fi egale numai cu un număr întreg de l_0. Tocmai prin această nouă mărime fundamentală l_0 se va exprima atunci şi masa tuturor particulelor elementare.

Merge oare dezvoltarea fizicii particulelor elementare în această direcţie sau se vor deschide deodată alte căi? Acestea sînt probleme ale fizicii particulelor elementare care vor fi probabil cunoscute în următorii ani.

Scanned with OKEN Scanner

TABLA DE MATERII

Prefaţă la ediţia în limba rusă 3
Introducere. Ce este o particulă elementară? . . 5
Capitolul I. *În pragul lumii particulelor elementare* . 13
Legile de conservare 13
Particule şi mărimi cunoscute 22
Fotonul 26
„Vînătoarea" de particule elementare 30
Particularităţile lumii particulelor elementare . . 39
Momentul cantităţii de mişcare şi spinul . . . 45
Capitolul II. *Primii paşi în lumea particulelor elementare* 50
Descoperirea pozitronului 50
Particule şi antiparticule 55
Conservarea energiei sau o particulă nouă? . . . 58
A început lupta pentru particule de energie mare . . 63
Capitolul III. *Particulele necesare pentru explicarea forţelor nucleare* 67
Proprietăţile caracteristice ale forţelor nucleare . . 67
Ce este interacţiunea? Fotoni virtuali 69
Forţele nucleare şi mezonii nucleari 74
În căutarea mezonului nuclear 78
Continuarea luptei pentru particule de mare energie . 84
Mezonii μ şi mezonii π 89
Capitolul IV. *Primul bilanţ* 95
Particule şi interacţiuni 95
Independenţa de sarcină şi deosebirile de masă . . 101
Spinul izobaric (izotopic) 104
Capitolul V. *Particulele stranii* 107
Invazia particulelor elementare 107
Particulele stranii 113
Clasificarea particulelor stranii 116
„Stranietatea" 123
Capitolul VI. *Cuceririle ultimilor ani* 130
Simetria la oglindire sau despre „dreapta" şi „stînga" 130
Antiprotonul, antineutronul şi neutrino 136
Structura nucleonului 145
Spre noi cuceriri 152
Incheiere 157

Redactor-responsabil de carte: N. Fiuciuc
Tehnoredactor: A. Kollscheg

Dat la cules 14.01.60. Bun de tipar 15.02.60. Hîrtie semivelină de 65 g/m², 61×86/16. Coli editoriale 9,69. Coli de tipar 10,25. Comanda R.T. 5095 A. 06610. Indicele de clasificare pentru bibliotecile mari 5301. Indicele de clasificare pentru bibliotecile mici 530.

Tiparul executat sub comanda nr. 8433 la Întreprinderea Poligrafică Timişoara, str. Popa Şapcă nr. 8. — R.P.R.

E. 21.986

Scanned with OKEN Scanner